

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean LACORRE

Ingénieur ENSERG

ETUDE ET REALISATION D'UN PROCEDE DE TRAITEMENT
DU SIGNAL APPLICABLE EN SPECTROMETRIE NUCLEAIRE

Soutenue le 17 décembre 1969 devant la Commission d'Examen

MM. M. FALLOT

Président

G. BONNET

A. COUMES

V. DELCROIX

Examineurs

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

Jean LACORRE

Ingénieur ENSERG

ETUDE ET REALISATION D'UN PROCEDE DE TRAITEMENT
DU SIGNAL APPLICABLE EN SPECTROMETRIE NUCLEAIRE

Soutenue le 17 décembre 1969 devant la Commission d'Examen

MM. M. FALLOT

Président

G. BONNET

A. COUMES

V. DELCROIX

Examineurs

FACULTE DES SCIENCES DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

DOYEN HONORAIRE : Monsieur MORET

DOYEN : Monsieur BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL Louis	Physique Expérimentale
HEILMANN René	Chimie Organique
KRAVCHENKO Julien	Mécanique Rationnelle
CHABAUTY Claude	Calcul différentiel et intégral
BENOIT Jean	Radioélectricité
CHENE Marcel	Chimie Papetière
FELICI Noël	Electrostatique
KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
BARBIER Reynold	Géologie Appliquée
SANTON Lucien	Mécanique des Fluides
OZENDA Paul	Botanique
FALLOT Maurice	Physique Industrielle
KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques
GALVANI O.	Mathématiques
MOUSSA André	Chimie Nucléaire
TRAYNARD Philippe	Chimie Générale
SOUTIF Michel	Physique Générale
CRAYA Antoine	Hydrodynamique
REULOS René	Théorie des Champs
BESSON Jean	Chimie Minérale
AYANT Yves	Physique Approfondie
GALLISSOT	Mathématiques
Mlle LUTZ Elisabeth	Mathématiques
BLAMBERT Maurice	Mathématiques
BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
BONNIER Etienne	Electrochimie et Electrometallurgie
DESSAUX Georges	Physiologie Animale
PILLET E.	Physique Industrielle et Electrotechnique
YOCOZ Jean	Physique Nucléaire Théorique
DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
GERBER Robert	Mathématiques
PAUTHENET R.	Electrotechnique
YAUQUOIS Bernard	Calcul Electronique
BARJON Robert	Physique Nucléaire
BARBIER Jean-Claude	Physique
SILBER R.	Mécanique des Fluides
BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
DREYFUS Bernard	Thermodynamique
KLEIN Joseph	Mathématiques
VAILLANT François	Zoologie et Hydrobiologie
ARNAUD Paul	Chimie
SENGEL Philippe	Zoologie
BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la Cellulose
BRISSENEAU P.	Physique
GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
Mme KOFLER Lucie	Botanique
DEGRANGE Charles	Zoologie
PEBAY-PEROULA Jean-Claude	Physique
RASSAT André	Chimie Systématique
DUCROS Pierre	Cristallographie Physique
DODU Jacques	Mécanique Appliquée I.U.T.
ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des Fluides
LACAZE Albert	Thermodynamique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. NAPP-ZINN	Botanique
RODRIGUES Alexandre	Mathématiques
STANDING Kenneth	Physique Nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES

MM. LANCIA Roland	Physique Automatique
DEPORTES C.	Chimie
Mme BOUCHE Liane	Mathématiques
SARROT-REYNAULD J.	Géologie Propédeutique
KAHANE André	Physique Générale
DOLIQUE Jean-Michel	Electronique
BRIERE Georges	Physique
DESRE Georges	Chimie
LAJZEROWICZ	Physique
BERTRANDIAS J.P.	Mathématiques Appliquées
LAURENT P.	Mathématiques Appliquées
Mme BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
LONGUEQUE J.P.	Physique
SOHM Jean Claude	Electrochimie
ZADWORYN François	Electronique
DURAND F.	Chimie Physique
CARLIER Georges	Biologie Végétale
AUBERT Georges	Physique
DELPUICH Jean Jacques	Chimie Organique
PFISTER Jean-Claude	Physique
CHIBON P.	Biologie Animale
IDELMAN S.	Physiologie Animale
BOUVARD Maurice	Hydrologie
RICHARD Lucien	Botanique
PELMONT Jean	Physiologie Animale
BLOCH Daniel	Electrotechnique I.P.
BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées I.P.
MOREAU René	Hydraulique I.P.
BRUGEL L.	Energétique I.U.T.
SIBILLE R.	Construction Mécanique I.U.T.
ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
BOLLIET Louis	Informatique I.U.T.
KUHN Gérard	Energétique I.U.T.
GERMAIN Jean-Pierre	Construction Mécanique I.U.T.
CONTE René	Thermodynamique
JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
Mlle PIERY Yvette	Biologie Animale
BERNARD Alain	Mathématiques Pures

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. SAWCZUK. A.	Mécanique des Fluides
CHEEKE John	Thermodynamique
YAMADA O.	Physique du Solide
NATR Lubomir	Biologie Végétale
NAVLO Arch	Physique Industrielle
SILBER Léo	Radioélectricité
NOZAKI Akihiro	Mathématiques Appliquées
RUTLEDGE Joseph	Mathématiques Appliquées
DONOHOU Paul	Physique Générale
EGGER Kurt	Biologie Végétale



PROFESSEURS SANS CHAIRES

MM. GIDON P.	Géologie et Minéralogie
GIRAUD. P.	Géologie
PERRET R.	Servomécanisme
Mme BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme SOUTIF J.	Physique
COHEN Joseph	Electrotechnique
DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
GASTINEL Noël	Mathématiques Appliquées
GLENAT René	Chimie
BARRA Jean	Mathématiques Appliquées
COUMES André	Electronique
PERRIAUX Jacques	Géologie et Minéralogie
ROBERT André	Chimie Papetière
BIAREZ Jean	Mécanique Physique
BONNET Georges	Electronique
CAUQUIS Georges	Chimie Générale
BONNETAIN Lucien	Chimie Minérale
DEPOMMIER Pierre	Physique Nucléaire et Génie Atomique
HACQUES Gérard	Calcul Numérique
POLOUJADOFF Michel	Electrotechnique
Mme KAHANE Josette	Physique
Mme BONNIER J.M.	Chimie
VALENTIN Jacques	Physique
PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques

1ère PARTIE

S O M M A I R E

- INTRODUCTION

- CHAPITRE I - ETUDE DE L'ORIGINE DES BRUITS DU DETECTEUR ET DU PREAMPLIFICATEUR ASSOCIE

1.1 - Introduction

1.2 - Sources de bruit du transistor à effet de champ

1.2.1 - Bruit thermique du canal

1.2.2 - Bruit de grenaille de la jonction de commande

1.2.3 - Bruit de type génération-recombinaison

1.2.4 - Bruit de surface

1.2.5 - Bruit global ramené à l'entrée du transistor

1.3 - Transistor à effet de champ aux basses températures

1.3.1 - Introduction

1.3.2 - Bruit thermique du canal fonction de la température

1.3.3 - Bruit de grenaille de la jonction de commande fonction de la température

1.3.4 - Action de la température sur le bruit de "génération recombinaison"

1.4 - Bruit du détecteur

1.4.1 - Principe du détecteur à jonction

1.4.2 - Bruit de grenaille dû à la diffusion des porteurs

1.4.3 - Bruit de génération recombinaison

1.4.4 - Bruit de surface

1.5 - Bruit global de l'ensemble détecteur-préamplificateur

1.5.1 - Contribution des courants de bruit

1.5.2 - Contribution des tensions de bruit

1.5.3 - Bruit global

1.5.4 - Action du filtrage dit dérivation

Lexique des Symboles utilisés dans la Première Partie

$2a$	largeur géométrique du canal
C	coefficient de corrélation
C_o	coefficient de diffusion des électrons
C_1	coefficient de diffusion des trous
C_g, C'_{gs}	capacités de jonction intervenant dans le schéma équivalent du transistor à effet de champ
E_o	valeur du champ électrique caractéristique de l'évolution de la mobilité en fonction du champ électrique
$f_t = 1 - f_{tp}$	fraction de centres pièges occupés par des électrons
g_m	transconductance du transistor à effet de champ
K	constante de Boltzmann
L	longueur du canal sous la grille du transistor à effet de champ
N_t	concentration en centres pièges
N_i	concentration de porteurs dans un semi-conducteur intrinsèque
N_n	densité d'électrons majoritaires
n_o	nombre de porteurs piégés à un instant pris pour origine
n_t	nombre de porteurs de l'ensemble n_o encore piégés à l'instant t
P_n	densité de trous minoritaires dans la région N
P_p	densité de trous majoritaires dans la région P
R	résistance équivalente du canal
V_D	différence de potentiel drain-source
V_{dif}	potentiel de diffusion de la jonction grille-canal
V_g	différence de potentiel grille-source

$W(x)$	potentiel interne dans la zone de charge d'espace grille canal (variant de W_S côté source à W_D côté drain)
W_0	valeur de W bloquant le canal
Z	largeur du canal du transistor à effet de champ
$\alpha = \frac{W_0}{LE_0}$	coefficient de champ
$\gamma_i(\nu)$	densité spectrale énergétique en courant
$\gamma_e(\nu)$	densité spectrale énergétique en tension
$\nu = \frac{\omega}{2\pi}$	fréquence
ϵ	permittivité absolue du milieu
μ	mobilité des porteurs
τ_t	durée de vie d'un porteur piégé

ETUDE ET REALISATION D'UN PROCEDE DE TRAITEMENT DU SIGNAL APPLICABLE EN SPECTROMETRIE NUCLEAIRE

INTRODUCTION

La mise au point des détecteurs de rayonnement à jonction semi-conducteur a permis d'améliorer de façon importante les performances des chaînes de spectrométrie. Avec de tels détecteurs, on a alors pu mettre en évidence des raies de spectre d'énergie que l'on n'avait pu distinguer compte tenu des résolutions des spectromètres composés de scintillateurs associés à des photomultiplicateurs. Le faible bruit de ces détecteurs a rendu plus évidente la contribution en bruit de l'électronique associée qui, maintenant, fixe la limite de performance en résolution.

Dans le souci de parvenir à améliorer les performances en résolution permettant de séparer des pics très voisins (exemple : le pic 81 keV du ^{133}Ba est en réalité composé de deux pics à 79,6 et 81,1 keV, non encore résolus), les réalisateurs se trouvent face à deux problèmes très différents à résoudre. Tout d'abord, il est nécessaire d'avoir une connaissance approfondie des processus physiques générateurs de bruits électriques, de leur localisation et des paramètres susceptibles de diminuer leurs contributions. Ceci conduit à la recherche d'éléments d'entrée de préamplificateur à très faible bruit du type transistor à effet de champ ou autre dispositif tels diode tunnel ou amplificateur paramétrique / 44 / par exemple.

Le second problème qui se pose aux réalisateurs est celui de l'optimisation de la chaîne de spectrométrie, dans le souci d'utiliser au mieux toute l'information contenue dans le signal. Le traitement du signal qui est issu de la théorie des phénomènes aléatoires fournit les bases d'une recherche d'optimisation. C'est ainsi que depuis plusieurs années, différents auteurs ont proposé des dispositifs ayant des performances supérieures aux filtres linéaires classiques / 37 - 41 - 42 - 43 /. Nous nous sommes proposés, dans le travail qui suit, d'étudier et de mettre au point un dispositif dont les performances soient très près de celles d'un dispositif optimal.

CHAPITRE I

ETUDE DE L'ORIGINE DES BRUITS DU DETECTEUR ET DU PREAMPLIFICATEUR ASSOCIES

1.1 - Introduction

Dans ce premier chapitre, nous allons faire une analyse des différentes sources de fluctuations électriques. Nous allons tout à tour faire l'étude des sources principales que sont le détecteur et le préamplificateur. En ce qui concerne le transistor à effet de champ qui constitue l'élément capital du préamplificateur, une analyse détaillée est donnée. Son comportement en fonction de la température y est étudié.

1.2 - Sources de bruit du transistor à effet de champ

1.2.1 - Bruit thermique du canal

Ce bruit est essentiellement dû au mouvement aléatoire des porteurs participant à la conduction dans la zone du canal. L'agitation thermique des porteurs modifie localement la densité de charge électrique du gaz de porteurs entraînant l'apparition de gradients de potentiel aléatoires entre points voisins. VAN DER ZIEL / 1 / a étudié le problème à partir de la formulation du fonctionnement du transistor à effet de champ établie par SCHOCKLEY / 2 /. On tiendra compte de ce bruit thermique en plaçant en série avec le canal un générateur de tension de bruit de densité spectrale uniforme

$$\gamma_e(\nu) = 4 KT \frac{1}{g_m} f(V_D, V_g) \quad (1.2)$$

avec

- g_m transconductance du transistor
- V_D différence de potentiel drain-source
- V_g différence de potentiel grille-source

La fonction $f(V_D, V_g)$ s'exprime d'après / 1 / sous la forme :

$$f = \frac{\left[(y - z) - \frac{4}{3} (y^{3/2} - z^{3/2}) + \frac{1}{2} (y^2 - z^2) \right]}{(1 - z^{1/2}) \left[(y - z) - \frac{2}{3} (y^{3/2} - z^{3/2}) \right]} \quad (1.2)$$

avec :

$$y = \frac{W_d}{W_o} \quad z = \frac{W_s}{W_o}$$

$$W_s = V_g + V_{diff} \quad W_D = V_g + V_{diff} - V_D$$

W_o = tension de "pincement" du transistor

V_{diff} = potentiel de diffusion de la jonction de commande.

En utilisant le transistor dans sa zone de saturation la valeur numérique de la fonction f est voisine de 0,7 ce résultat se vérifiant très bien expérimentalement.

1.2.2 - Bruit de grenaille de la jonction de commande

Une jonction NP à l'équilibre est le siège d'un phénomène de diffusion de porteurs d'une région vers l'autre de polarité opposée faisant circuler dans celle-ci deux courants de sens opposés :

- a) $I_g + I_o$ créé par les porteurs majoritaires d'une région diffusant dans la région opposée et qui s'y recombinent.
- b) I_o créé dans les porteurs minoritaires d'une région diffusant dans la région opposée.

Le courant qui circule dans le circuit extérieur possède la valeur I_g .

Le phénomène de diffusion des porteurs suit une loi statistique telle que la probabilité d'avoir un nombre donné d'événements dans un intervalle de temps donné suit une loi de Poisson. La densité spectrale des fluctuations générées par ce phénomène s'écrit :

$$\gamma_i(\gamma) = 2q(I_g + I_o) + 2qI_o$$

selon la formulation émise par Schottky.

Dans le cas de la polarisation en inverse $I_g \neq -I_o$ d'où

$$\gamma_i(\gamma) = 2qI_g$$

1.2.3 - Bruit de type génération-recombinaison

Ce bruit a son origine dans un phénomène du type "génération-recombinaison" de porteurs dans la zone de charge d'espace de la jonction de commande. VAN DER ZIEL / 3 /, SHOCKLEY, HALL, READ / 4 / sont à l'origine de théories permettant d'analyser ce processus. Il existe, dans le semi-conducteur, des centres piégés à niveau d'énergie donnée. Le piégeage et la libération d'un porteur se traduisent par la modification localisée de la densité de charge électrique dans la zone de charge d'espace / 6 /. Ce phénomène a pour effet de déplacer localement la frontière de la zone de charge d'espace donc de modifier la section du canal. L'ensemble de ces fluctuations de charge, réparties dans tout le volume de la zone "dépouillée" de la jonction de commande, modifie de façon aléatoire la surface délimitant la zone de conduction du canal. Ceci entraîne une modulation aléatoire de l'amplitude du courant circulant dans ce dernier.

Si on observe une population de n_o porteurs qui ont été piégés à l'instant origine 0 et que l'on s'intéresse à l'évolution de cette population on trouve que celle-ci décroît selon une loi exponentielle

$$n(t) = n_o e^{-\frac{t}{\tau_t}}$$

τ_t représente la durée de vie d'un porteur dans "l'état piégé". Une étude détaillée du processus a été réalisée / 5 / en tenant compte de la dépendance mobilité-champ électrique dans la zone de pincement du canal. Cette étude a donné la formulation suivante pour la densité spectrale du générateur de tension de bruit placé en série sur l'entrée :

$$\gamma_e(\nu) = \frac{2}{3} \left(\frac{q}{2K\epsilon} \right)^2 \frac{a^3}{L.Z} \frac{f'(\alpha, y, z) f'_1(\alpha, y, z)}{f_2^2(y, z)} \frac{N_t f_t f_{tp} \tau_t}{1 + 4 \pi^2 \tau_t^2 \nu^2}$$

avec

$$f'(\alpha, y, z) = (1 - \beta + z^{1/2})^2 - (1 - \beta + y^{1/2})^2 + 2(1 - \beta) \log \frac{|1 - \beta - z^{1/2}|}{|1 - \beta - y^{1/2}|}$$

$$f_2(y, z) = y^{1/2} - z^{1/2}$$

$$\alpha = \frac{W_o}{LE_o} \quad \beta = \alpha f'_1(\alpha, y, z)$$

$$f'_1(\alpha, y, z) = \frac{y - z - \frac{2}{3}(y^{3/2} - z^{3/2})}{1 + \alpha(y - z)}$$

$$y = \frac{W_D}{W_o} = \frac{V_G + V_{diff} - V_D}{W_o}$$

$$z = \frac{W_s}{W_o} = \frac{V_G + V_{diff}}{W_o}$$

Dans la pratique, l'existence de niveaux pièges est multiple ce qui entraîne que la densité spectrale des fluctuations est la superposition de plusieurs spectres Lorentziens

$$\gamma_e(\nu) = \sum_i \frac{a_i}{1 + 4\pi^2 \tau_i^2 \nu^2}$$

Leur nombre est, en général, limité à quelques unités.

1.2.4 - Bruit de surface

Dans les transistors à effet de champ de construction moderne les traitements de surface des semi-conducteurs sont tels que ce type de bruit a, en général, une contribution négligeable devant le bruit créé par le phénomène de génération recombinaison dans le volume de la zone dépouillée de la jonction de commande / 7 /. Toutefois, cette source de bruit doit être mentionnée. Les causes des fluctuations sont toujours des phénomènes de génération recombinaison, mais les propriétés du semi-conducteur étant très évolutives au niveau des surfaces nous avons, non plus un nombre discret de constante de temps de piégeage, mais une répartition continue fonction de la position géométrique de l'élément de volume élémentaire considéré, dans lequel le piégeage se produit. Si un élément de volume dv placé aux coordonnées x, y, z contribue à $s(\nu)$ par $ds(\nu, x, y, z)$ la contribution totale du volume est :

$$s(\nu) = \int_{\text{volume}} ds(\nu, x, y, z)$$

VAN DER ZIEL / 3 /, en étudiant la forme de $s(\nu)$ a montré la possibilité d'existence de trois zones dans le spectre :

- zone donnant une contribution en bruit blanc (fréquences basses)
- zone donnant une contribution en $\frac{1}{\nu}$ (fréquences intermédiaires)
- zone donnant une contribution en $\frac{1}{\nu^2}$ (fréquences hautes).

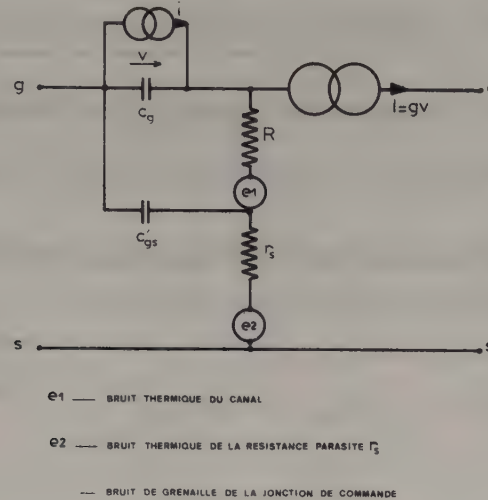
Il apparaît expérimentalement que l'on peut négliger cette source conformément aux hypothèses de LAURTITZEN / 7 / pour des éléments commerciaux de construction récente.

1.2.5 - Bruit global ramené à l'entrée du transistor

Nous avons vu qu'il existait deux sources de bruit :

- l'une localisée dans le canal,
- les deux autres localisées au niveau de la jonction de commande.

Nous allons chercher quelles sources de tension et de courant de bruit il faudrait disposer à l'entrée du dispositif, considéré comme un quadripole non bruyant, pour produire les mêmes fluctuations sur le courant de drain que l'ensemble des sources étudiées précédemment. Pour ce faire, nous allons utiliser le schéma équivalent du transistor à effet de champ déduit de considérations géométriques / 8 /, figure 1.



- Figure 1 -

Schéma équivalent du transistor à effet de champ

R est la résistance équivalente du canal à laquelle on associe un générateur de bruit placé en série, de densité spectrale définie en 2.1.

$$\gamma_{e1}(\nu) = 4 KT \frac{0,6}{g_m}$$

C_g représente la capacité de la jonction de commande. A cette dernière, on associe un générateur de courant de bruit placé en dérivation de densité spectrale :

$$\gamma_i(\nu) = 2 q I_g$$

où I_g représente le courant de fuite de la jonction de commande.

r_s est la résistance de contact de source à laquelle s'ajoute un générateur série de densité spectrale uniforme $\gamma_{e2}(\nu)$ rendant compte de son bruit thermique.

Le générateur à placer en série sur l'entrée possède une densité spectrale

$$\gamma_e(\nu) = \gamma_{e1}(\nu) \left[1 + 4 \pi^2 \nu^2 C_{gs}^2 r_s^2 \right] + \gamma_{e2}(\nu) +$$

$$\gamma_i(\nu) \left[(R + r_s)^2 + \omega^2 C_{gs}^2 r_s^2 R^2 \right]$$

Ce résultat se simplifie notablement compte tenu du fait que nous avons toujours les conditions

$$2 q I_g \ll 2 \frac{KT}{R}$$

et $4 \pi^2 \nu^2 C_{gs}'^2 r_s^2 \ll 1$ dans le domaine de validité du schéma équivalent. Nous pouvons écrire :

$$\gamma_e(\nu) \approx 4 KT \left\{ r_s + \frac{0,6}{g_m} \right\}$$

Le générateur de courant de bruit, à placer en dérivation sur l'entrée, possède la densité spectrale :

$$\gamma_i(\nu) = 2 q I_g + 16 KT \frac{0,6}{g_m} \pi^2 \nu^2 C_{gs}'^2$$

L'examen de ce résultat amène au commentaire suivant : il existe un couplage entre les fluctuations générées dans le canal par l'agitation thermique et le circuit de la grille de commande par l'intermédiaire de la capacité répartie de la jonction de commande. Ce couplage entraîne la circulation dans le circuit de grille d'un courant de bruit de densité spectrale croissant comme ν^2 . L'influence de ce couplage a été étudiée en détail par VAN DER ZIEL / 9 / et KLAASSEN / 10 /.

Ce couplage a pour conséquence de corrélérer les générateurs de courant et de tension de bruit. Le coefficient de corrélation entre les deux est / 9 / , / 10 / :

$$C = \frac{E \left\{ e_g \cdot i_g^* \right\}}{e_g \cdot i_g} \approx - 0,4 j$$

1.3 - Transistor à effet de champ aux basses températures

1.3.1 - Introduction

Du fait que les puissances de bruit d'origine thermique soient proportionnelles à la température, il peut paraître intéressant d'utiliser des transistors à effet de champ refroidis. En fait, l'influence de la température est assez complexe et c'est ce que nous allons analyser dans les paragraphes suivants.

1.3.2 - Bruit thermique du canal fonction de la température

La conduction dans un transistor à effet de champ se fait par l'intermédiaire des porteurs majoritaires du canal. C'est de la mobilité de ces porteurs et de leur densité que dépendent les propriétés statiques de l'élément.

Dans un semi-conducteur, les porteurs subissent un freinage qui a deux origines :

- a - l'interaction de ces porteurs avec les atomes d'impuretés présents dans le semi-conducteur,
- b - l'interaction avec les atomes du réseau cristallin qui oscillent par agitation thermique.

On définit une mobilité pour chacune de ces interactions μ_1 et μ_2 . La mobilité est le rapport de la vitesse du porteur sur le module du champ électrique entraîneur. La mobilité totale s'exprime sous la forme :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}$$

D'après CONWELL et WEISSKOPF / 11 / :

$$\mu_1 \propto \frac{T^{3/2}}{\text{Ni Log} \left[1 + \frac{3 K \epsilon T^2}{q^2 N_i^2} \right]}$$

$$\mu_2 \propto T^{-3/2}$$

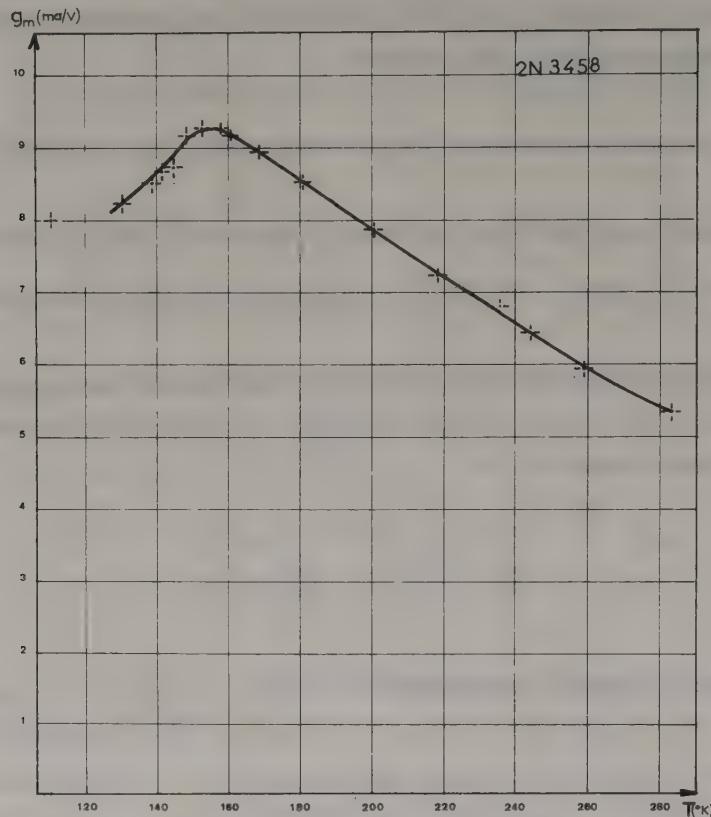
Nous voyons, d'après ces formules, que les deux mobilités suivent des lois de la température inverse : μ_1 croît avec celle-ci alors que μ_2 décroît. Ceci entraîne que la mobilité totale présente un maximum pour une température donnée. Ce phénomène a pour conséquence de donner une loi de variation de la transconductance du transistor à effet de champ de même nature que la loi de variation de mobilité en fonction de la température. Lorsque la température diminue à partir de la température ambiante, la transconductance augmente jusqu'à une valeur maximum, ensuite elle décroît très rapidement, rendant le dispositif inutilisable.

A l'examen de la formule donnant la densité spectrale du bruit thermique du canal

$$\gamma_e(\nu) = 4KT \frac{0,6}{g_m}$$

On constate que l'abaissement de la température agit favorablement par diminution de T et par l'augmentation de g_m tant que la température demeure supérieure à la valeur correspondant au maximum de la transconductance.

Nous avons constaté, sur un transistor 2N 3458, qu'à 150°K, la transconductance est maximum et vaut 1,9 fois celle mesurée à 300°K. Les résultats des mesures sont consignés sur la figure 2.



- Figure 2 -

Transconductance du transistor F.E.T 2N 3458
Fonction de la température

L'étude du phénomène sur le germanium montre que la température optimum correspondant au maximum de la mobilité est très basse, 10°K environ / 12 / ce qui confère aux transistors à effet de champ au germanium des performances élevées aux très basses températures / 13 /.

1.3.3 - Bruit de grenaille de la jonction de commande fonction de la température

Nous avons vu que les courants de diffusion dans la jonction de commande sont à l'origine d'un bruit de grenaille de densité spectrale :

$$\gamma_i(\nu) = 2 q I_g$$

I_g étant le courant de fuite de la jonction polarisée en inverse.

Il est donc important de s'intéresser au courant de fuite des jonctions en fonction de la température. Pour cela, analysons le processus de diffusion :

- la probabilité qu'un porteur majoritaire diffuse dans la région de polarité opposée est proportionnelle à la hauteur de la barrière de potentiel soit à

$$e^{-\frac{q(V_{\text{diff}} - V)}{KT}}$$

où V_{diff} est le potentiel de diffusion de la jonction et V la différence de potentiel extérieur appliqué sur la jonction.

- la probabilité qu'un porteur minoritaire diffuse dans la région de polarité opposée ne dépend que de la densité de porteurs minoritaires. Or, celle-ci vaut :

$$P_n = P_p e^{-\frac{q V_{\text{diff}}}{KT}}$$

Le courant total est :

$$I_g = A e^{-\frac{q V_{\text{diff}}}{KT}} \left[e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right]$$

avec $A = c_o P_p + c_1 n_n$

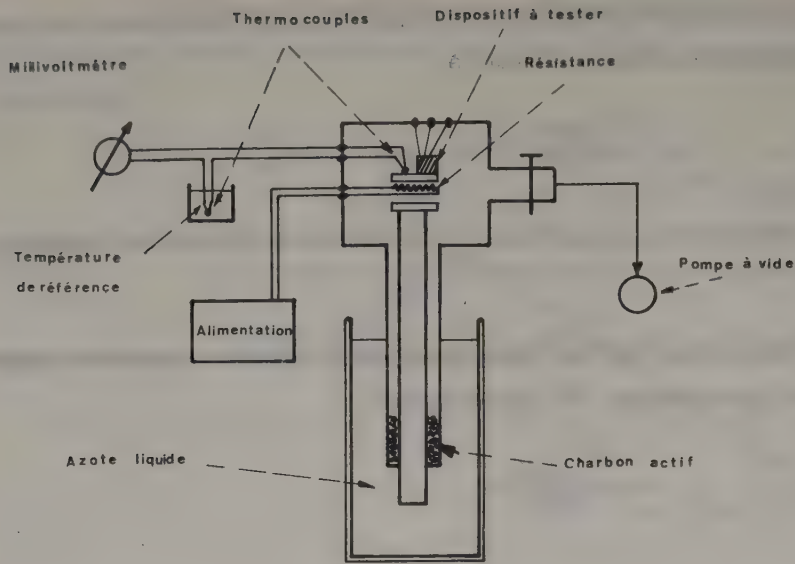
c_o coefficient de diffusion des trous
 c_1 coefficient de diffusion des électrons
 P_p densité de trous dans la région p
 n_n densité d'électrons dans la région n

D'après cette formule, on voit que le courant inverse de la diode varie comme :

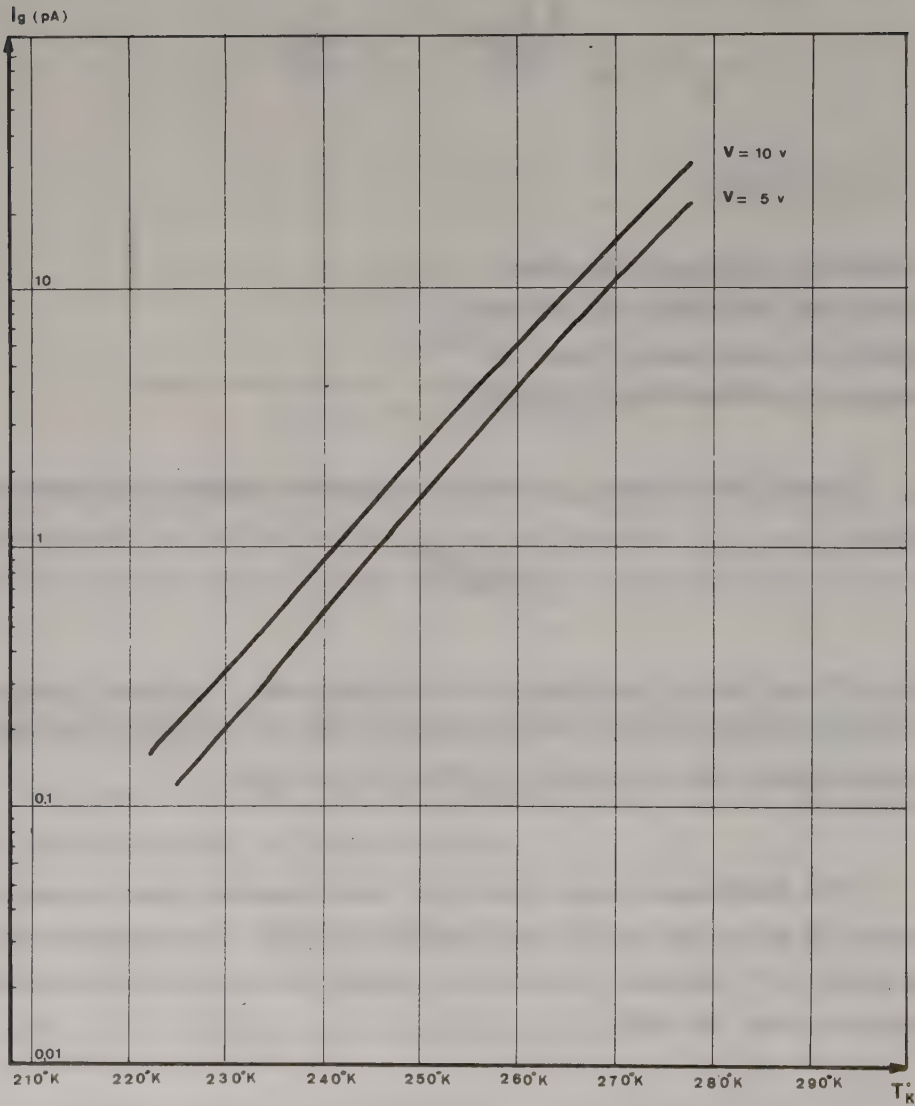
$$e^{-\frac{q V_{\text{diff}}}{KT}}$$

c'est-à-dire qu'il suit une loi décroissante de la température. La figure 4 indique le comportement du courant inverse de grille d'un transistor à effet de champ 2N 3458 refroidi dans un cryostat à azote liquide dont le principe est décrit sur la figure 3.

Cette étude montre donc l'intérêt de refroidissement pour diminuer de façon considérable le bruit dû au courant de fuite de la jonction de grille : une diminution de 70° de la température à partir de l' "ambiante" entraîne une division du courant de fuite par un facteur 100 sur le transistor étudié 2N 3458.



- Figure 3 -
Principe du cryostat



- Figure 4 -

Courant de fuite de grille en fonction de la température de la jonction

1.3.4 - Action de la température sur le bruit de "génération recombinaison"

Nous avons vu que ce bruit, caractérisé par une densité spectrale du type Lorentz, avait pour cause des phénomènes de "piégeage" de porteurs dans la zone de charge d'espace de la jonction de contrôle du canal.

La densité spectrale du générateur de bruit équivalent placé à l'entrée du dispositif

$$\gamma_e(\nu) = \frac{A^2}{1 + 4\pi^2 \nu^2 \tau_t^2}$$

est caractérisé par la constante de temps τ_t et par le coefficient A^2 . Il importe donc d'étudier le comportement de ces deux paramètres en fonction de la température. Une étude détaillée dans / 5 / / 14 / montre que :

$$\tau_t \sim \frac{\frac{\alpha}{KT}}{T^2}$$

La fréquence de transition correspondant à τ_t croît donc vers les fréquences élevées au fur et à mesure que la température décroît. A^2 , quant à lui, suit une loi en fonction de la température à peu près identique à celle de τ_t . C'est-à-dire que lorsque la température décroît, on constate une croissance de la valeur A^2 . On peut donc déduire de cet examen qu'aux basses températures, on a une augmentation du bruit basse fréquence avec un glissement vers les fréquences plus élevées.

Sur les relevés de densité spectrale de bruit ramené à l'entrée du transistor, effectués pour l'élément 2N 3458 disposé dans un cryostat (figure 5), on remarque la prédominance du bruit de génération-recombinaison en basse température, ainsi que l'existence de deux fréquences de transition. Les calculs effectués dans / 14 / montrent l'existence de deux types de centre pièges. l'un donné par la présence d'or dans le semi-conducteur, l'autre par la présence d'oxygène.

1.4 - Bruit du détecteur

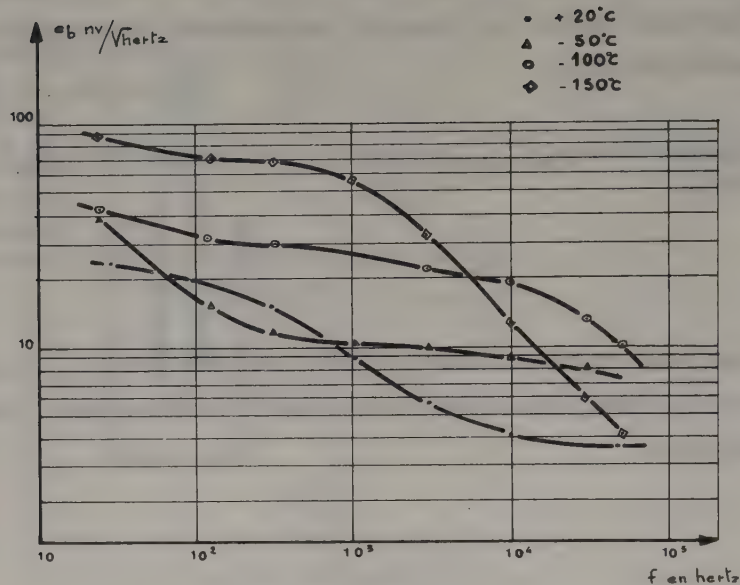
1.4.1 - Principe du détecteur à jonction

Dans une jonction du type NP, il existe, au voisinage de la jonction géométrique, une zone dite zone dépouillée se répartissant de part et d'autre de celle-ci et dépourvue de porteurs libres. Cette zone est obtenue par la diffusion des porteurs des deux éléments N et P constituant la jonction. Si on applique une tension électrique de part et d'autre de la jonction, il s'établit, dans la zone dépouillée, un gradient de potentiel supplémentaire en même temps qu'il y a modification de l'étendue de celle-ci (élargissement en polarisation inverse, rétrécissement en polarisation directe).

2N 3458

$V_{DS} = 6V$

$V_{GS} = -0,2V$



- Figure 5 -

Spectre de bruit du transistor à effet de champ 2 N 3458
en fonction de la température

Si un rayonnement ionisant interagit avec la jonction, il va créer, en perdant de l'énergie, des charges électriques selon plusieurs processus. Si ces charges sont créées dans la zone dépouillée, elles seront collectées de part et d'autre de la jonction par le champ électrique régnant dans celle-ci. Le déplacement des charges, sous l'action du champ électrique, va générer, dans le circuit extérieur, un courant électrique de durée correspondant au temps total de collection. Ce courant transporte, en l'absence de tout phénomène de recombinaison, une charge équivalente à celle créée par l'interaction.

Les différents types de détecteurs sont :

- détecteur à jonction diffusée
- détecteur à barrière de surface
- détecteur à jonction compensée au lithium.

1.4.2 - Bruit de grenaille dû à la diffusion des porteurs

La jonction, lorsqu'elle est polarisée en inverse pour élargir la zone utile du détecteur et pour créer le champ électrique servant à collecter les charges, est traversée par un courant de fuite I_D . Ce courant est la différence de deux courants circulant dans la jonction dus à des processus de diffusion de porteurs majoritaires et minoritaires et à un courant de génération de porteurs non négligeable. Ces courants sont à l'origine d'un bruit de grenaille dont on tiendra compte en plaçant en dérivation sur la jonction supposée non "bruyante" un générateur de courant de bruit à densité spectrale énergétique uniforme :

$$\gamma_{i1}(\nu) = 2 q I_D$$

1.4.3 - Bruit de génération recombinaison

Dans la zone de charge d'espace, nous observons un phénomène de piégeage de porteurs par des centres du type Schokley-Hall-Road, ces porteurs n'étant "dépiégés" qu'avec une constante de temps τ_t selon une loi exponentielle / 15 /. On montre que la densité spectrale énergétique de la fluctuation du courant extérieur de la jonction est de la forme :

$$\gamma_{i2}(\nu) = \frac{B^2}{1 + 4 \pi^2 \nu^2 \tau^2}$$

qui est une densité spectrale énergétique Lorentzienne.

1.4.4 - Bruit de surface

Ce bruit a les mêmes origines que le bruit précédent mais, dans ce cas là, on n'a plus un nombre discret de constante de temps mais une répartition continue fonction de la position géométrique du point considéré. La densité spectrale énergétique des fluctuations de courant extérieur du détecteur est la superposition de contributions élémentaires du type Lorentz

$$\gamma_{i3}(\nu) = \int_v \frac{dA(x, y, z)}{1 + 4 \pi^2 \nu^2 \tau^2(x, y, z)}$$

Ce type de bruit n'est pas négligeable dans les détecteurs de fabrication actuelle, principalement dans les détecteurs à barrière de surface / 14 /.

L'examen de $\gamma_{i3}(\nu)$ montre la possibilité d'existence de trois zones / 15 / :

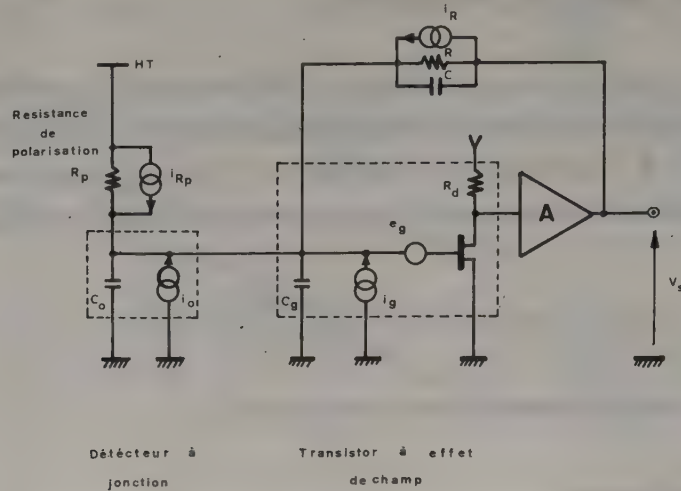
- $\gamma_{i3}(\nu) \simeq \text{constante}$ aux fréquences basses,
- $\gamma_{i3}(\nu) \simeq \frac{1}{\nu}$ aux fréquences intermédiaires,
- $\gamma_{i3}(\nu) \simeq \frac{1}{\nu^2}$ aux fréquences élevées.

1.5 - Bruit global de l'ensemble détecteur-préamplificateur

Afin de calculer l'influence des différentes sources de bruit nous allons raisonner sur le schéma équivalent de la figure 6.

- e_g et i_g représentent les générateurs de tension et de courant de bruit rendant compte de toutes les sources de bruit du transistor à effet de champ.

i_{RP} , i_R , i_D représentent les générateurs de courant de bruit équivalents aux bruits de la résistance de polarisation, de la résistance de contre-réaction du préamplificateur et du détecteur.



- Figure 6 -

Répartition des sources de bruit du détecteur et du préamplificateur de charge

1.5.1 - Contribution des courants de bruit

Soit un générateur de courant de bruit tel i_g par exemple, de densité spectrale énergétique $\gamma_i(\nu)$; sa contribution sur les fluctuations de la tension de sortie du préamplificateur a pour densité spectrale :

$$\gamma_e(\nu) = \gamma_i(\nu) \times \frac{R^2}{1 + 4\pi^2 R^2 C^2 \nu^2}$$

a - Composante de $\gamma_i(\nu)$ uniforme γ_{oi} - figure 7a

$$\gamma_{es}(\nu) = \gamma_{oi} \times \frac{R^2}{1 + 4\pi^2 R^2 C^2 \nu^2}$$

b - Composante de $\gamma_i(\nu)$ du type Lorentz - figure 7b

$$\gamma_{es}(\nu) = \frac{A^2}{1 + 4\pi^2 \nu^2 \tau_i^2} \times \frac{R^2}{1 + 4\pi^2 \nu^2 R^2 C^2}$$

1.5.2 - Contribution des tensions de bruit

Soit un générateur de tension de bruit en série sur l'entrée du préamplificateur tel e_g par exemple, sa contribution sur les fluctuations de la tension de sortie du préamplificateur a pour densité spectrale :

$$\gamma_{es}(\nu) = \gamma_e(\nu) \frac{1 + 4 \pi^2 \nu^2 T_1^2}{1 + 4 \pi^2 \nu^2 T_2^2} \times K^2$$

avec $K^2 = \left(\frac{R + R_p}{R_p} \right)^2$

$$T_1 = \frac{RR_p}{R + R_p} (C_T + C)$$

$$T_2 = RC$$

a - Composante de $\gamma_e(\nu)$ uniforme γ_{oe} - figure 7c

$$\gamma_{es}(\nu) = \gamma_{oe} \times \frac{1 + 4 \pi^2 \nu^2 T_1^2}{1 + 4 \pi^2 \nu^2 T_2^2} \times K^2$$

b - Composante de $\gamma_e(\nu)$ du type Lorentz : $\frac{B^2}{1 + 4 \pi^2 \nu^2 \tau^2}$ figure 7d

$$\gamma_{es}(\nu) = B^2 K^2 \frac{1 + 4 \pi^2 \nu^2 T_1^2}{(1 + 4 \pi^2 \nu^2 \tau^2) (1 + 4 \pi^2 \nu^2 T_2^2)}$$

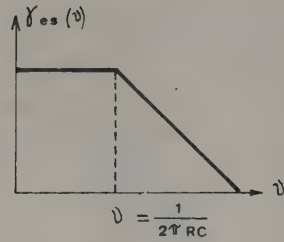
1.5.3 - Bruit global

D'après les résultats précédents, on peut déduire que la composition de toutes les contributions supposées indépendantes les unes des autres fournit une densité spectrale énergétique ayant une formulation assez complexe. En fait, il faut remarquer que certaines des sources de bruit n'ont qu'une action secondaire. Il en est ainsi par exemple du courant de bruit du transistor à effet de champ et celui de la résistance de contre-réaction R à condition que celle-ci soit assez grande / 16 /.

Afin d'avoir une loi assez générale, il faut prendre un modèle de densité spectrale où apparaissent les deux causes principales de fluctuations :

- le bruit en tension du transistor à effet de champ,
- le bruit en courant du détecteur et sa résistance de polarisation.

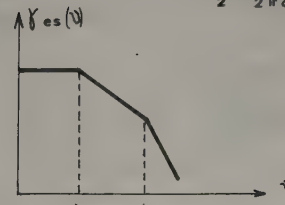
-a-



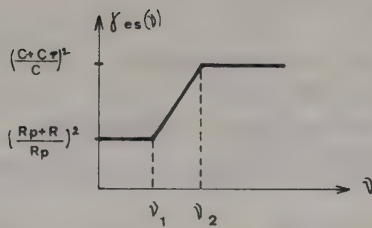
-b-

$$\nu_1 = \frac{1}{2\pi R C_{ou} \tau_c}$$

$$\nu_2 = \frac{1}{2\pi Z_{oi} ou RC}$$



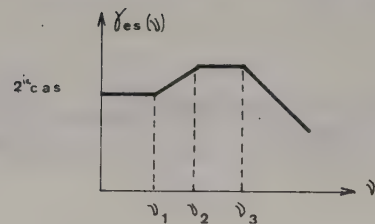
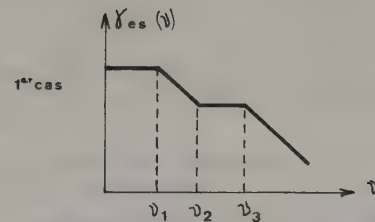
-c-



$$\nu_1 = \frac{1}{2\pi \tau_1}$$

$$\nu_2 = \frac{1}{2\pi \tau_2}$$

-d-



- Figure 7 -

$$Y_{es}(\nu) \approx \frac{Y_{oe} (C + C_T)^2}{C^2} + \frac{R^2 Y_{oi}}{1 + 4 \pi^2 R^2 C^2 \nu^2} + \sum_{i=1}^N \frac{A_i^2}{1 + 4 \pi^2 \nu^2 \tau_i^2}$$

Des mesures effectuées sur deux types d'ensemble détecteur-préamplificateur montrent que l'on peut assimiler la densité spectrale énergétique à la superposition d'un spectre continu et de un ou deux spectres Lorentziens - voir figure 8.

1.5.4 - Action du filtrage dit "dérivation"

Le signal de sortie du préamplificateur après une interaction est de la forme :

$$S(t) = A_0 e^{-\frac{t}{RC}} \delta^{(-1)}(t)$$

si l'instant d'interaction fournit l'origine des temps.

En général, la constante de temps RC est beaucoup trop longue pour permettre une analyse correcte du signal. En effet, le rythme aléatoire des interactions entraîne des "empilements" d'impulsions les unes sur les autres. Il est donc impératif d'effectuer l'analyse sur un signal plus bref. C'est le rôle de l'opération de filtrage linéaire appelée "dérivation" qui consiste à substituer à la constante de temps RC une constante de temps τ plus brève. La réponse fréquentielle d'un tel filtre est :

$$h(\nu) = \frac{1 + 2i\pi\nu RC}{1 + 2i\pi\nu\tau}$$

Le signal de sortie de ce filtre est alors

$$S_1(t) = A_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

La densité spectrale du bruit pouvant être assimilée à

$$\begin{aligned} \gamma_{es} &= \frac{\gamma_{oe} (C + C_T)^2}{C^2} + \frac{R^2 \gamma_{oi}^2}{1 + 4\pi^2 \nu^2 R^2 C^2} \\ &= \alpha^2 + \frac{\beta^2}{1 + 4\pi^2 \nu^2 R^2 C^2} \end{aligned}$$

Il existe une valeur de τ telle que la densité spectrale énergétique du bruit soit constante après passage dans le filtre h - voir figure 9.

$$\tau^2 = \frac{R^2 C^2}{(\alpha^2 + \beta^2)} \alpha^2$$

C'est dans ce cas que nous nous placerons pour les calculs des chapitres suivants.

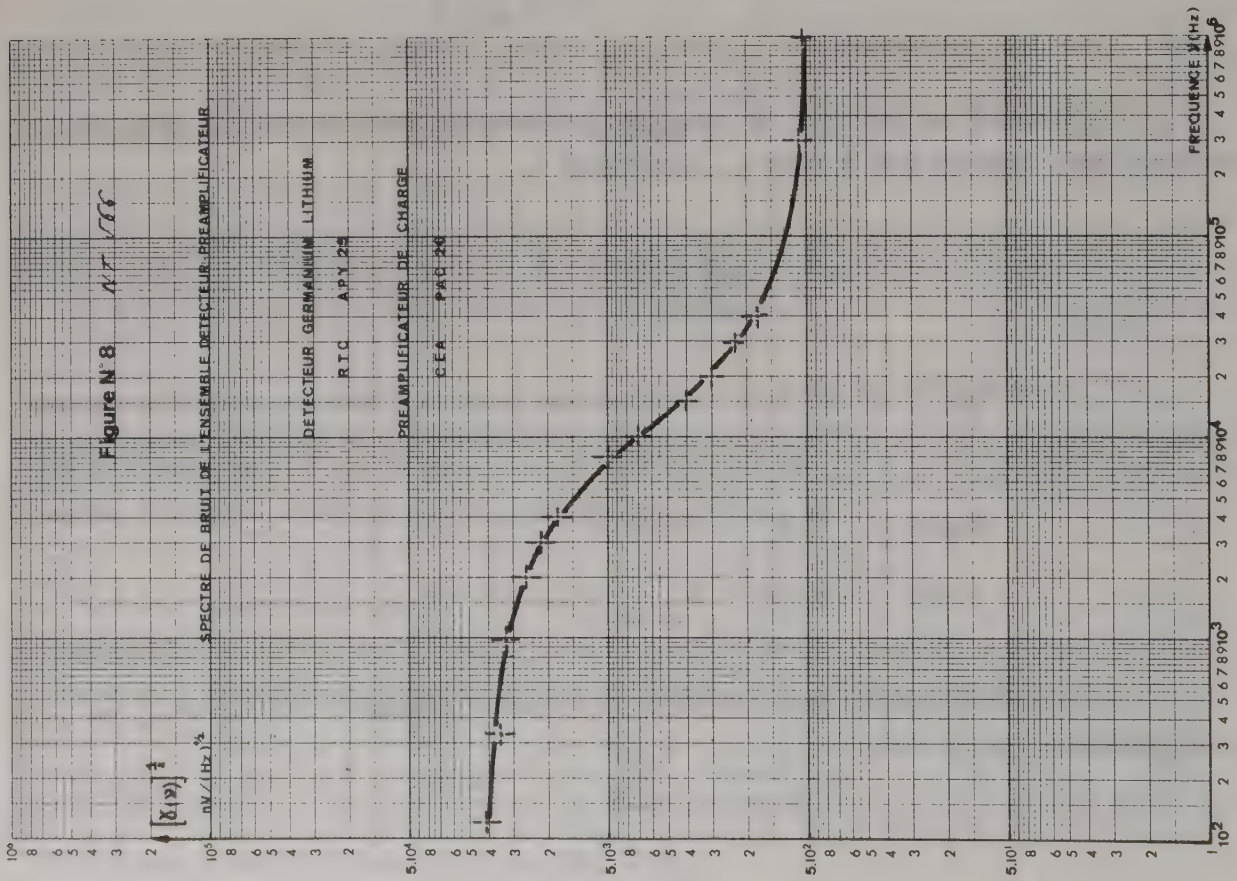
Soit :

$$\begin{aligned} \text{Signal} & E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} \delta(-1) \\ \text{Bruit} & \gamma(\nu) = \gamma_0 \end{aligned}$$

En fait, il faudrait tenir compte de la fréquence de coupure supérieure f_c au préamplificateur, ce qui donne :

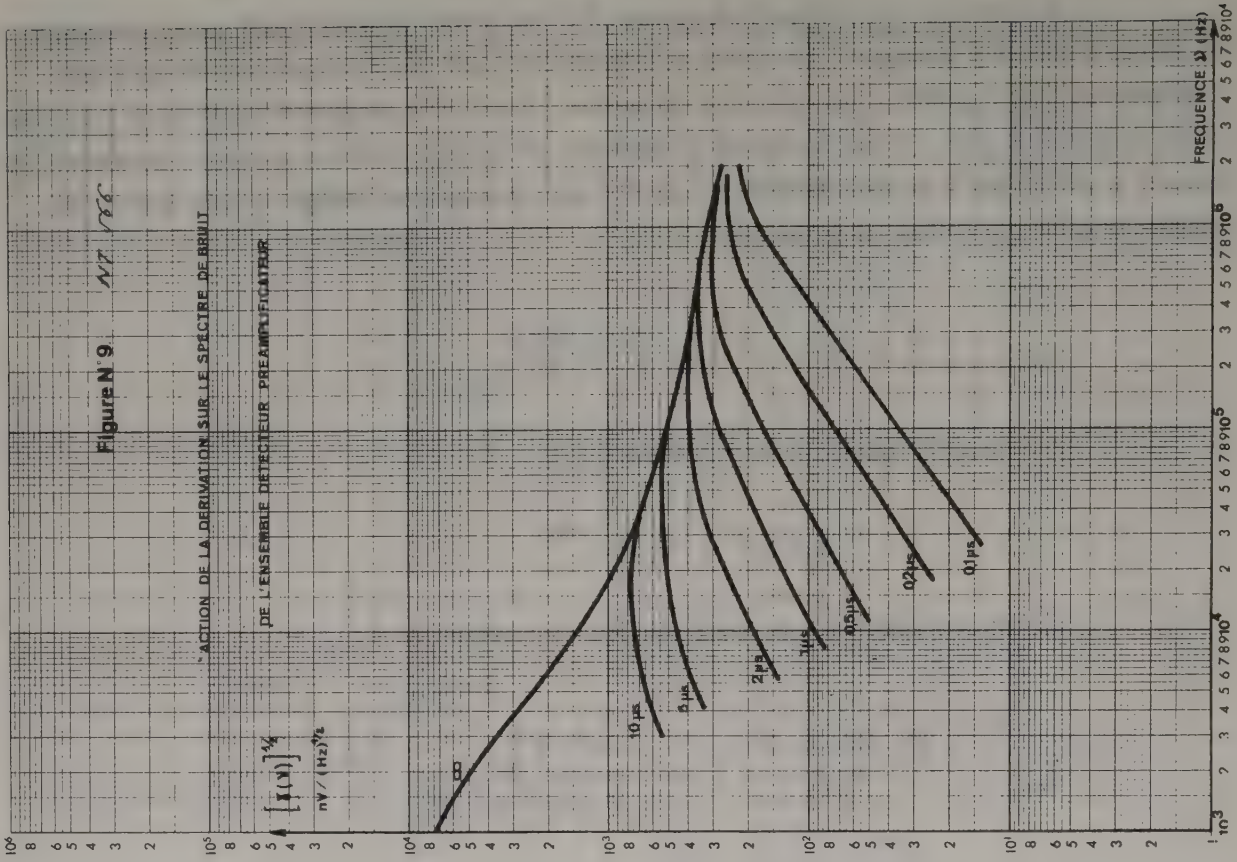
$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{\nu^2}{f_c^2}}$$

Figure N° 8 NT 186



- Figure 8 -

Figure N° 9 NT 186



- Figure 9 -

2ème PARTIE

SOMMAIRE

- CHAPITRE 2 - ETUDE DE PROCEDES DE TRAITEMENT DU SIGNAL

2.1 - Fondements du problème

2.2 - Principe de la détermination de la fonction de pondération théorique optimale au sens du critère proposé

2.3 - Approximation de la solution par une fonction de pondération quantifiée

2.3.1 - Introduction

2.3.2 - Etude du facteur de performance en fonction du degré de la quantification à base exponentielle

2.3.3 - Etude de la pondération à base linéaire

2.3.4 - Conclusion

- CHAPITRE 3 - PROBLEME DE LA DISPERSION TEMPORELLE SUR LE DEPART D ANALYSE

3.1 - Introduction

3.2 - Cas de la pondération théorique

3.2.1 - Détermination de la caractéristique de transfert

3.2.2 - Détermination du moment d'ordre "un"

3.2.3 - Détermination du moment d'ordre "deux" et de la variance

3.3 - Cas de la pondération quantifiée

3.3.1 - Détermination de la caractéristique de transfert

3.3.2 - Détermination du moment d'ordre "un"

3.3.3 - Détermination du moment d'ordre "deux" et de la variance

- CHAPITRE 4 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

4.1 - Principe

4.2 - Analyse du fonctionnement

4.3 - Réalisation pratique

4.3.1 - Horloge

4.3.2 - Logique d'adressage

4.3.3 - Portes linéaires

4.3.4 - Sommateur

4.3.5 - Intégrateur

4.3.6 - Problèmes posés par la réalisation

- CHAPITRE 5 - VERIFICATIONS EXPERIMENTALES

5.1 - Introduction

5.2 - Principe des mesures du facteur de performance

5.3 - Conclusions sur les mesures de facteurs de performance

5.4 - Mesures sur l'influence de la dispersion temporelle sur le départ d'analyse

5.5 - Etude du dispositif dans une chaîne de spectrométrie

- CONCLUSION

Lexique des Symboles utilisés dans la Deuxième Partie

$B(t)$	expression temporelle du bruit parasite superposé au signal
B_T	grandeur de sortie de la fonctionnelle $\mathcal{P}$ appliquée au bruit parasite
E_i	énergie du photon incident
E_T	grandeur de sortie de la fonctionnelle $\mathcal{F}$ appliquée à $E_i f(t)$. C'est l'estimateur de l'énergie
$f(t)$	réponse de l'ensemble détecteur-préamplificateur à un photon d'énergie unité
$h_1(\mathcal{E})$	Partie positive de la caractéristique de transfert liant E_T à $\mathcal{E}$
$h_2(\mathcal{E})$	partie négative de la caractéristique de transfert liant E_T à $\mathcal{E}$
$M = E \left\{ x \right\}$	espérance mathématique de la variable aléatoire x
N	nombre de pas de quantification
$P(t)$	fonction de pondération noyau de l'opérateur intégral
$P^*(t)$	fonction de pondération quantifiée
$S(t)$	signal somme du signal utile et du bruit parasite
T_1	constante de temps correspondant à la fréquence de transition du spectre Lorentzien
p	perte moyenne
$\delta(t)$	distribution de Dirac
$\delta^{(-1)}(t)$	fonction échelon ($= 0$ pour t variant de $-\infty$ à 0 - $= 1$ de 0 à $+\infty$)
$\gamma(\nu)$	densité spectrale énergétique du bruit parasite
$\Gamma(\tau)$	fonction de corrélation du bruit parasite
θ	largeur temporelle du pas de quantification
γ_T	facteur de performance relatif
γ_∞	facteur de performance absolu

σ	écart type de la fluctuation temporelle de l'instant de déclenchement de l'analyse
σ_E	écart type relatif de la fluctuation sur E_T
$\mu_2(x)$	moment d'ordre deux de la variable aléatoire x
ε	écart temporel entre le début du signal et le début de l'analyse

CHAPITRE 2

ETUDE DE PROCÉDES DE TRAITEMENT DU SIGNAL

Dans ce chapitre nous nous proposons d'aborder le problème du traitement du signal dans le but d'obtenir l'information "énergie" du photon avec la précision optimum compte tenu de la présence du bruit parasite.

2.1 - Fondements du problème

A chaque interaction d'un photon avec le détecteur de rayonnement le préamplificateur de charge qui lui est associé produit un signal électrique dont l'évolution suit une loi temporelle se déduisant de la réponse percutationnelle $f(t)$ de l'ensemble, par une simple affinité. Le rapport d'affinité est proportionnel à l'énergie du photon incident E_i . Ce signal vient en superposition aux fluctuations électriques aléatoires $B(t)$ générées par le détecteur et le préamplificateur.

A la suite de l'interaction on dispose donc d'un signal dont la représentation temporelle est :

$$S(t) = E_i f(t) + B(t) \quad (2.1)$$

L'instant d'interaction fournissant l'origine des temps, on se propose d'estimer la valeur E_i à un instant T suivant par traitement linéaire de l'échantillon de signal compris entre 0 et T . Pour cela, imaginons une fonctionnelle linéaire $\mathcal{F}$ / 17 / agissant sur l'échantillon de signal précédemment défini telle que :

$$\mathcal{F}[S(t)] = \int_0^T P(t) S(t) dt = S_T \quad (2.2)$$

Le noyau de l'opérateur intégral ainsi défini, $P(t)$ est appelé "fonction de pondération". Sa détermination mathématique doit être telle qu'elle rende la mesure "optimale" au sens du critère du minimum de l'erreur quadratique moyenne.

2.2 - Principe de la détermination de la fonction de pondération théorique optimale au sens du critère proposé

Le signal dont on désire faire l'analyse est formé de deux composantes : l'une transportant toute l'information utile, l'autre n'étant qu'un bruit non corrélé avec le processus physique de l'interaction photon-détecteur.

Analysons l'action de la fonctionnelle linéaire sur chacune des composantes :

- Composante utile

$$\mathcal{F} \left[E_i f(t) \right] = \int_0^T P(t) E_i f(t) dt = E_T \quad (2.3)$$

E_T représente l'estimation de l'énergie E_i .

- Composante parasite $B(t)$

$$\mathcal{F} \left[B(t) \right] = \int_0^T P(t) B(t) dt = B_T \quad (2.4)$$

La quantité B_T est une grandeur aléatoire à valeur moyenne nulle, sa variance s'exprime de la façon suivante :

$$E \left\{ B_T^2 \right\} = \int_0^T \int_0^T \Gamma_B(x-y) P(x) P(y) dx dy \quad (2.5)$$

avec $\Gamma_B(u) = E \left\{ B(t) \cdot B(t-u) \right\}$ fonction de corrélation du bruit.

Le critère de choix de $P(t)$ sera tel qu'il minimisera la "distance" entre S_T et E_T / 18 /

$$E \left\{ \left| S_T - E_T \right|^2 \right\} \text{ minimum}$$

En utilisant ce critère de "distance" minimale on montre par un calcul variationnel / 19 / que la fonction de pondération "optimale" est la solution d'une équation intégrale dite de "FREDHOLM" de première espèce / 20 /.

$$\int_0^T \Gamma_B(y-x) P(x) dx = K f(y)$$

pour $y \in [0, T]$

(2.6)

$P(t)$ est nulle en dehors de $[0, T]$

Nous avons vu dans le chapitre relatif aux bruits et à leurs origines que le premier filtrage dit "dérivation" effectué à la sortie du préamplificateur conduisait dans un cas assez courant à une densité spectrale énergétique du type Lorentzien.

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0}{1 + 4\pi^2 \nu^2 T_1^2} \quad (2.7)$$

D'autre part la réponse de l'ensemble détecteur-préamplificateur-dérivation à un photon d'énergie unité peut être représentée de la façon suivante :

$$f(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \delta^{(-1)}(t) \quad (2.8)$$

Dans ce cas la solution formelle de l'équation de FREDHOLM est / 19 / / 21 / :

$$P(t) = \alpha f(t) + \beta \delta(t) + \gamma \delta(T-t) + \varepsilon f'(t) \quad (2.9)$$

La fonction de pondération ainsi déterminée se décompose en deux parties :

- Une fonction continue somme pondérée de la fonction $f(t)$ avec la partie continue de la fonction dérivée $f'(t)$.
- Une suite de distributions de Dirac se plaçant aux instants de début et fin d'analyse 0 et T.

Ceci fait donc apparaître des complications notoires dans la réalisation. En fait dans la pratique la constante de temps de décroissance du signal utile est très supérieure à la constante de temps correspondant à la fréquence de transition dans le spectre de bruit Lorentzien. Ceci signifie que le signal dans sa représentation temporelle est très épanoui par rapport à la fonction de corrélation du bruit ou par dualité que le bruit est à densité spectrale uniforme dans la bande de fréquence occupée par le signal. Ce fait a pour conséquence de rendre négligeable les coefficients $\beta \gamma \varepsilon$.

$$\beta, \gamma, \varepsilon \rightarrow 0 \text{ lorsque } \frac{\tau}{T_1} \rightarrow \infty$$

Dans le cas où $\frac{\tau}{T_1}$ est suffisamment grand nous avons :

$$P(t) \neq S(t) \text{ pour } t \in [0, T]$$

$$= 0 \text{ ailleurs}$$

(2.10)

2.3 - Approximation de la solution par une fonction de pondération quantifiée / 22 /

2.3.1 - Introduction

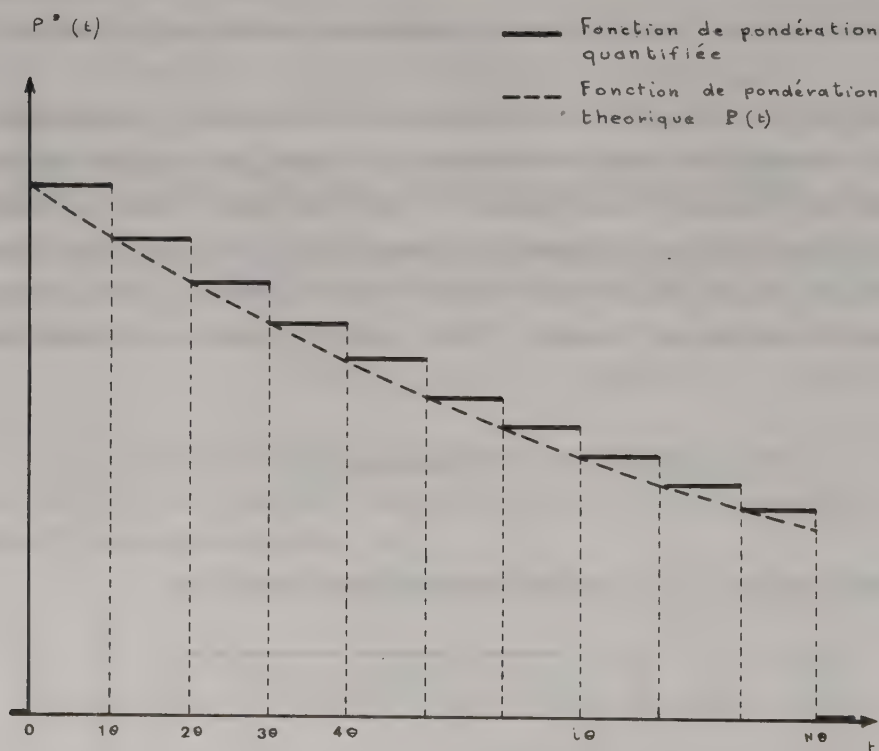
Dans le paragraphe précédent nous avons défini la fonction de pondération $P(t)$ solution formelle de l'équation de Fredholm. Sur la base de cette fonction nous allons définir une fonction de pondération quantifiée $P^*(t)$ ayant la définition suivante :

$$P^*(t) = P(n\theta) \text{ si } t \in [n\theta, (n+1)\theta] \quad (2.11)$$

où θ est le pas de quantification. Voir figure 10.

$$P^*(t) = P(\theta \mathcal{E}(\frac{t}{\theta})) \text{ avec } \mathcal{E} = \text{partie entière} \quad (2.12)$$

L'usage d'une telle fonction de pondération a pour origine un souci technologique : elle présente en effet l'avantage de simplifier la mise en oeuvre de l'opérateur. La réalisation du produit $S(t) \cdot P^*(t)$ s'effectue très facilement en appliquant le signal $S(t)$ à un dispositif amplificateur dont le gain varie par palier à chaque valeur du temps multiple du pas de quantification.



- Figure 10 -

Principe de la quantification

La fonction de pondération quantifiée étant "sous optimale" au sens du critère de choix nous nous proposons dans ce paragraphe d'étudier le comportement du rapport signal bruit en fonction du degré de quantification.

Afin de comparer les systèmes entre eux nous allons définir un facteur de performance η_T comme étant le quotient du rapport signal sur bruit du système "sous optimal" étudié, avec le rapport signal sur bruit d'un système "optimal" théorique, les deux systèmes effectuant leur analyse sur le même échantillon de durée T .

De la même façon on définit un facteur de performance absolu η_∞ comme étant le quotient du rapport signal sur bruit de l'opérateur "sous optimal" étudié agissant sur un échantillon de durée finie T , avec le rapport signal sur bruit d'un opérateur optimal agissant sur un échantillon de durée infinie. La relation reliant η_T et η_∞ est :

$$\frac{\eta_T}{\eta_\infty} = \left[\frac{\text{Energie du signal dans } [0, T]}{\text{Energie du signal dans } [0, \infty]} \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

2.3.2 - Etude du facteur de performance en fonction du degré de la quantification

Si $\mathcal{F}^*$ représente l'opérateur quantifié, nous avons :

$$\mathcal{F}^* \left[E_i f(t) + B(t) \right] = \sum_{k=0}^{N-1} P(k\theta) \int_{k \frac{T}{N}}^{(k+1) \frac{T}{N}} \left[E_i f(t) + B(t) \right] dt \quad (2.14)$$

avec N : nombre de pas de quantification.

L'action sur la composante utile du signal est

$$\mathcal{F}^* \left[E_i f(t) \right] = \mathcal{F}^* \left[E_i e^{-\frac{t}{\tau}} \delta^{(-1)}(t) \right] = E_T^* \quad (2.15)$$

$$E_T^* = E_T \left[2 \frac{1 - e^{-\frac{T}{\tau} - \frac{1}{N}}}{1 - e^{-2 \frac{T}{\tau} - \frac{1}{N}}} \right] \quad (2.16)$$

En ce qui concerne l'action sur la composante de bruit nous avons

$$E \left\{ B_T^{*2} \right\} = E \left\{ B_T^2 \right\} \frac{2 \frac{T}{\tau} - \frac{1}{N}}{1 - e^{-2 \frac{T}{\tau} - \frac{1}{N}}} \quad (2.17)$$

Nous en déduisons les valeurs des facteurs de performance :

$$\eta_T^2 = \frac{2 \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau} \cdot \frac{1}{N}}\right)^2}{\frac{T}{\tau} \cdot \frac{1}{N} \left(1 - e^{-\frac{2T}{\tau} \cdot \frac{1}{N}}\right)} \quad (2.18)$$

$$\eta_\infty^2 = \frac{2 \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau} \cdot \frac{1}{N}}\right)^2}{\frac{T}{\tau} \cdot \frac{1}{N} \left(1 - e^{-\frac{2T}{\tau} \cdot \frac{1}{N}}\right)} \left(1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}\right) \quad (2.19)$$

On a tracé figures 11 et 12 le comportement de η_T et η_∞ en fonction du temps de mesure normalisé $\frac{T}{\tau}$ et du nombre de pas de la quantification.

Nous pouvons alors faire les remarques suivantes :

- Le facteur de performance η_T ne dépend que du rapport entre la largeur élémentaire du pas de quantification et la valeur de la constante de temps de décroissance.
- Une quantification même grossière n'affecte que fort peu les performances.

2.3.3 - Etude de pondération à base linéaire

Dans le paragraphe précédent nous avons défini une fonction de pondération à base exponentielle, c'est-à-dire répondant à la loi

$$P^*(t) = e^{-\frac{k \theta}{\tau}} \quad \text{avec } k = \text{partie entière } \left(\frac{t}{\theta}\right) \quad (2.20)$$

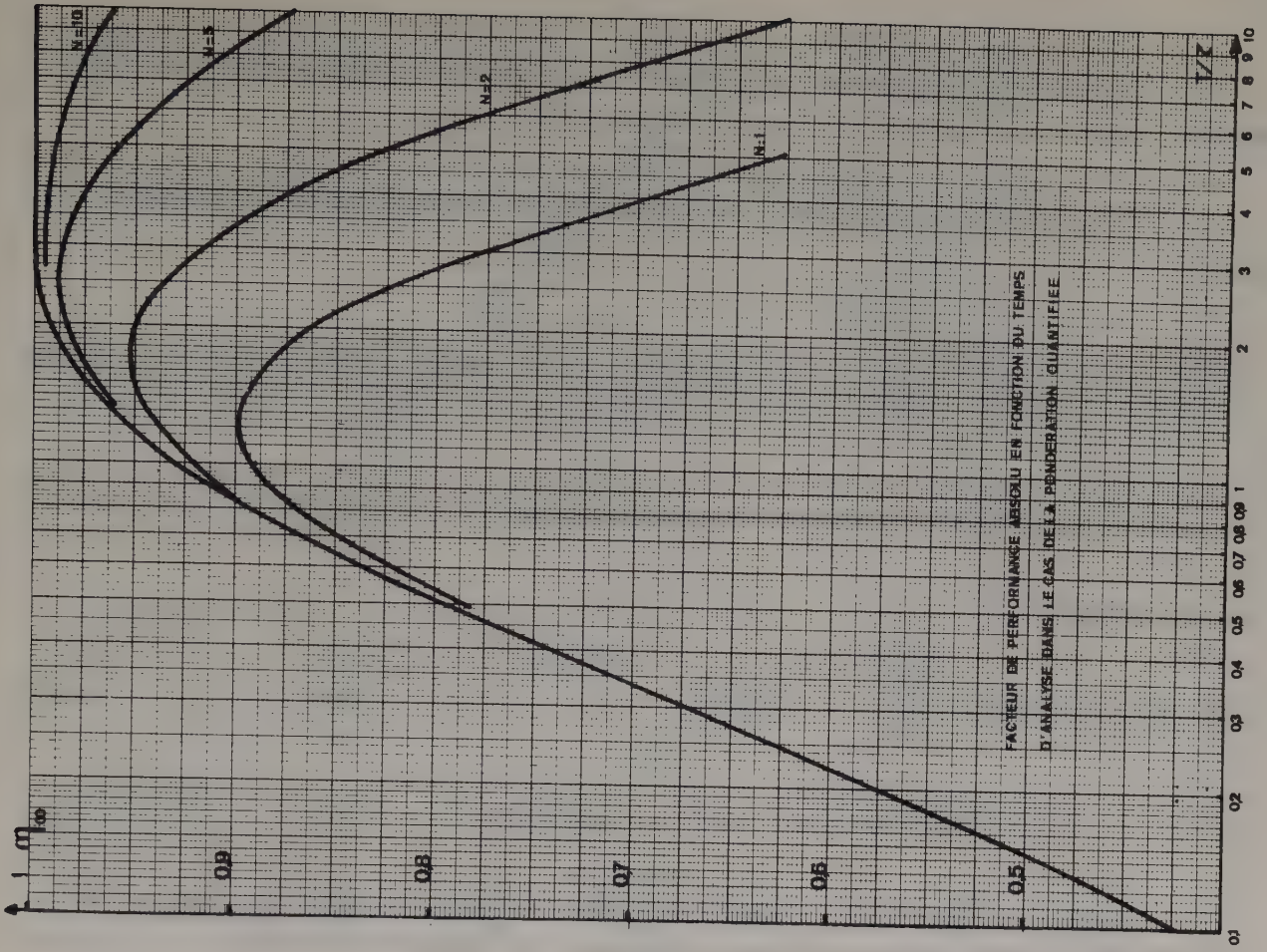
Dans un but de simplification il peut être intéressant pratiquement d'avoir une fonction de pondération quantifiée à base linéaire. Sa définition est :

$$P^*(t) = 1 - \frac{k}{N} \quad \text{pour } t \in [0, T] \quad (2.21)$$

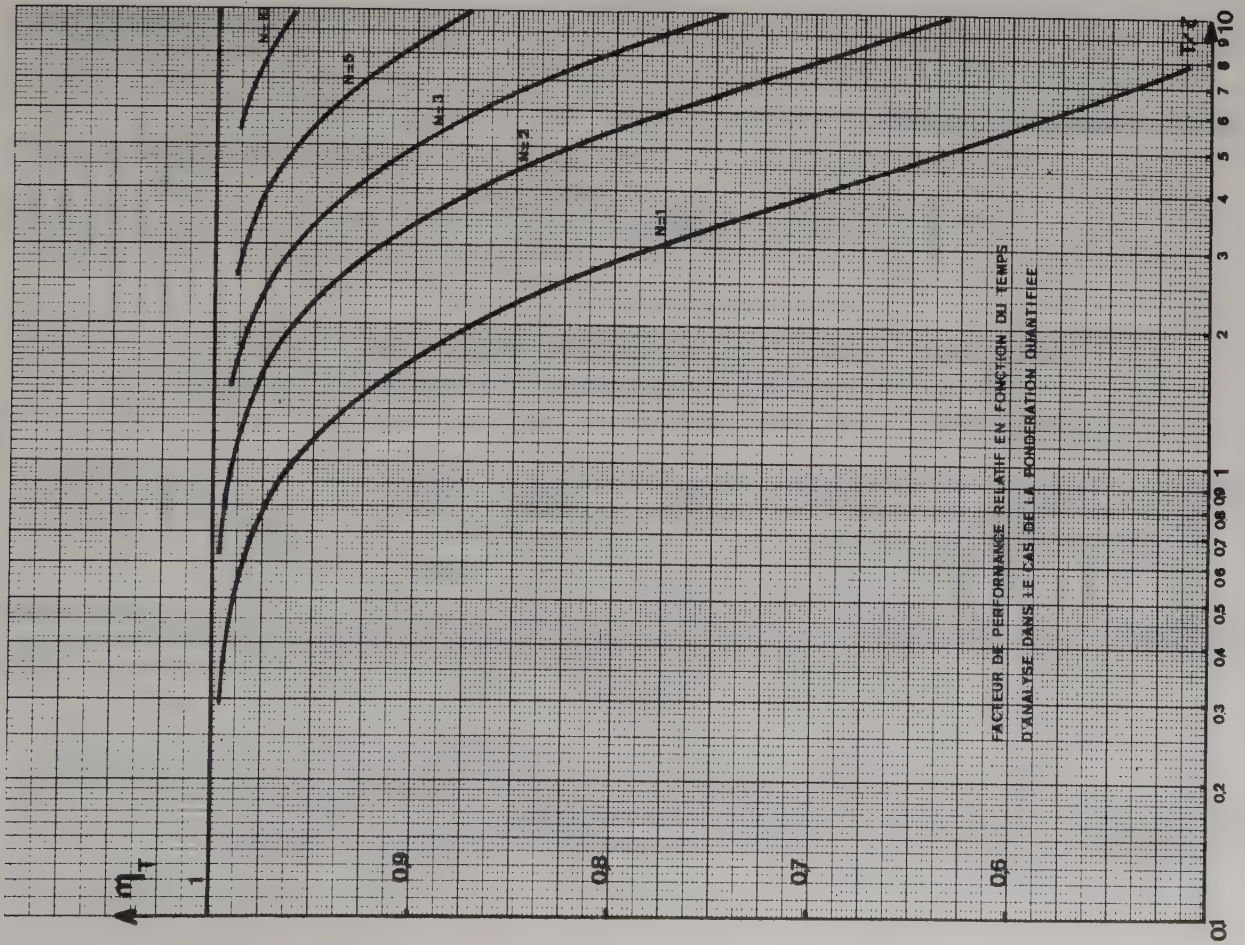
= 0 ailleurs

avec $k = \text{partie entière } \frac{t}{\theta}$

θ pas de quantification = $\frac{T}{N}$



- Figure 12 -



- Figure 11 -

La fonction de pondération est dans ce cas constituée d'une succession de N marches dont l'écart d'amplitude entre marches successives est constant.

L'action de la fonctionnelle ainsi définie sur le mélange signal plus bruit peut s'écrire :

$$\mathcal{F}^* \left[E_1 f(t) + B(t) \right] = \sum_{k=0}^{k=N-1} \left(1 - \frac{k}{N} \right) \int_{\frac{kT}{N}}^{\frac{(k+1)T}{N}} (E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} + B(t)) dt \quad (2.22)$$

L'action pour chacune des composantes est :

- pour la partie utile

$$E_T^* = \mathcal{F} \left[E_1 f(t) \right] = \sum_{k=0}^{k=N-1} \left(1 - \frac{k}{N} \right) \int_{\frac{kT}{N}}^{\frac{(k+1)T}{N}} E_1 e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (2.23)$$

$$E_T^* = E_1 \tau \left[1 - e^{-\frac{T}{\tau}} - \frac{1}{N} \frac{e^{-\frac{T}{N\tau}} - e^{-\frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{T}{N\tau}}} + \frac{N-1}{N} e^{-\frac{T}{\tau}} \right] \quad (2.24)$$

- pour la composante parasite

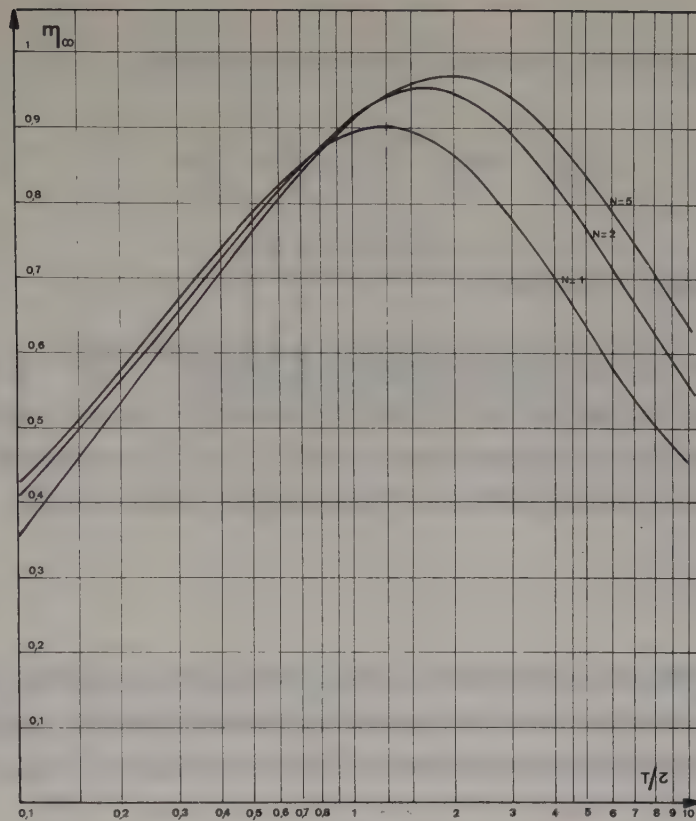
$$E \left\{ B_T^{*2} \right\} = \gamma_0 T \frac{2N^2 + 3N + 1}{6N^2} \quad (2.25)$$

On en déduit la valeur du facteur de performance absolu η_{∞}

$$\eta_{\infty} = \left[\frac{12N^2}{\frac{T}{\tau} (2N^2 + 3N + 1)} \right]^{1/2} \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau}} - \frac{1}{N} \frac{e^{-\frac{T}{N\tau}} - e^{-\frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{T}{N\tau}}} + \frac{N-1}{N} e^{-\frac{T}{\tau}} \right)^{1/2}$$

(2.26)

Nous avons tracé sur la figure 13 l'évolution de η_{∞} en fonction du temps d'analyse normalisé $\frac{T}{\tau}$ et du nombre de pas de quantification.



- Figure 13 -

Pondération linéaire quantifiée - Facteur de performance absolu en fonction du temps d'analyse et du nombre de pas de la quantification

- Cas particulier de $N = 1$

Dans ce cas la fonction de pondération prend une expression fort simple, elle se réduit alors à la fonction "porte"

$$\pi(t) \begin{cases} = \text{cte dans } [0, T] \\ \text{nulle partout ailleurs} \end{cases}$$

L'expression du facteur de performance devient :

$$\eta_{\infty} = \left(\frac{2}{T} \right)^{1/2} \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau}} \right) \quad (2.27)$$

Cette fonction présente un maximum égal à 0,9 pour $x = \frac{T}{\tau}$ égal à 1,26. Le temps optimum d'analyse vaut dans ce cas 1,26 τ . Ce résultat est conforme à ceux obtenus par différents auteurs / 23 / / 24 / / 25 /.

- Cas particulier de N tendant vers l'infini

La fonction de pondération tend vers une fonction continue, linéairement décroissante dans l'intervalle $[0, T]$.

On peut définir la limite du facteur de performance

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \eta_{\infty} = \left(\frac{6}{x} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{x} + \frac{e^{-x}}{x} \right) \quad (2.28)$$

$x = \frac{T}{\tau}$ temps d'analyse normalisé.

Ce facteur atteint la valeur maximum 0,98 pour $x = \frac{T}{\tau} = 2,15$, c'est-à-dire pour un temps d'analyse optimal égal à 2,15 fois la constante de temps de décroissance du signal. Ce résultat est conforme à celui déterminé par De WITT / 24 /. L'examen de ce cas particulier et du précédent indique les limites extrêmes d'évolution des courbes donnant $\eta_{\infty} = f\left(\frac{T}{\tau} N\right)$.

2.3.4 - Conclusion

Dans le cas de la pondération à base exponentielle on constate qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une quantification très fine pour obtenir des résultats très proches de 1 en ce qui concerne le facteur de performance absolu. Par exemple pour $N = 2$, le facteur de performance η_{∞} maximum est égal à 0,95 et pour $N = 5$ il est égal à 0,98.

Dans le cas de la pondération à base linéaire qui est plus simple à réaliser, la même valeur $N = 5$ fournit une valeur de η_{∞} maximum légèrement inférieure qui est 0,97.

C H A P I T R E 3

PROBLEME DE LA DISPERSION TEMPORELLE SUR LE DEPART D'ANALYSE

3.1 - Introduction

Dans les calculs du chapitre précédent nous avons toujours considéré qu'il y avait coïncidence temporelle parfaite entre l'instant de début du signal et l'instant de début de l'analyse. En fait l'instant de début du signal n'est connu qu'avec une erreur aléatoire. Cette erreur peut avoir deux causes :

- Dans le processus de détection temporelle de l'impulsion à analyser la présence de bruit parasite et le temps de montée non nul des signaux à analyser, concourent à donner une erreur statistique sur la position dans le temps de l'indicatrice déclenchant l'analyse.
- La détection se faisant soit par franchissement d'un seuil, soit par "passage à zéro" il existe certaines erreurs inhérentes aux dispositifs électroniques.

Le but de ce chapitre est d'étudier l'influence de la dispersion de l'instant de début d'analyse sur les performances de l'appareil. Nous allons étudier ce phénomène indépendamment du bruit qui est superposé au signal utile.

3.2 - Cas de la pondération théorique

3.2.1 - Détermination de la caractéristique de transfert

La fonctionnelle linéaire $\mathcal{P}$ appliquée au signal $E_i f(t) \delta^{(-1)}(t)$ fournit la grandeur

$$E_T = \int_0^T E_i f(t) \cdot P(t) dt \quad (3.1)$$

Nous allons nous placer dans le cas où l'instant de début du signal et l'instant de début d'analyse sont séparés par un écart de temps ϵ et nous allons lier la grandeur de sortie de la fonctionnelle $\mathcal{P}$ à l'écart ϵ .

$$E_T(\xi) = \int_0^T E_i f(t - \xi) P(t) dt \quad (3.2)$$

Deux cas sont à considérer selon le signe de l'écart.

a) $\xi > 0$ (signal en retard)

La fonction de pondération est :

$$P(t) = \pi(0, T) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.3)$$

$$\pi(0, T) = \begin{cases} 1 & \text{sur } 0, T \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

L'expression du signal à analyser est :

$$E_i e^{-\frac{t - \xi}{\tau}} \delta^{(-1)}(t - \xi)$$

Après calcul nous avons

$$h_1(\xi) = \frac{E_T(\xi)}{E_T(0)} = \frac{e^{-\frac{\xi}{\tau}} - e^{-\frac{2T}{\tau}} e^{-\frac{\xi}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \delta^{(-1)}(\xi) \quad \text{pour } \xi > 0 \quad (3.4)$$

b) $\xi < 0$ (signal en avance)

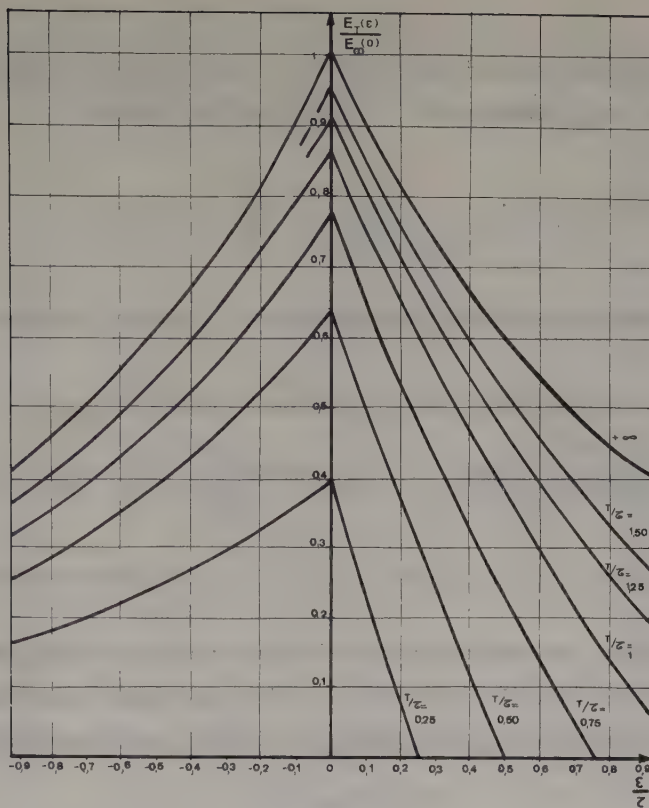
$$h_2(\xi) = \frac{E_T(\xi)}{E_T(0)} = e^{-\frac{\xi}{\tau}} \delta^{(-1)}(-\xi) \quad \text{pour } \xi < 0 \quad (3.5)$$

Nous voyons que $E_T(\xi)$ est une grandeur aléatoire qui est liée à la variable aléatoire ξ par une transformation non linéaire sans mémoire / 26 /. La caractéristique de transfert est la somme des deux fonctions h_1 et h_2 . Figure 14.

3.2.2 - Détermination du moment d'ordre "un"

Nous allons calculer la valeur moyenne de $\frac{E_T(\xi)}{E_T(0)}$ pour connaître l'incidence de l'écart aléatoire ξ sur celle-ci.

Nous allons supposer que la variable aléatoire ξ possède les propriétés suivantes :



- Figure 14 -

Pondération continue : caractéristique de transfert

- La valeur moyenne est nulle
- La densité de probabilité $P(\xi)$ est gaussienne avec un écart type σ

Par définition nous avons :

$$M = E \left\{ \frac{E_T(\xi)}{E_T(0)} \right\} = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \left[\int_{-\infty}^0 e^{-\frac{\xi}{\tau}} \times e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi + \int_0^{\infty} \frac{(e^{-\frac{\xi}{\tau}} - e^{-\frac{2T}{\tau}} e^{-\frac{\xi}{\tau}})}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi \right] \quad (3.6)$$

Le résultat du calcul est :

$$M = E \frac{E_T(\xi)}{E_T(0)} = \frac{\frac{\sigma^2}{2\tau^2}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \left[2 - e^{-\frac{2T}{\tau}} - 2 \phi^{(-1)}\left(\frac{\sigma}{\tau}\right) \right] \quad (3.7)$$

$$\text{avec } \phi^{(-1)}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{u^2}{2}} du \quad (3.8)$$

Dans la pratique la condition $\frac{\sigma}{\tau} \ll 1$ sera toujours vérifiée ce qui nous permet de faire un développement de la fonction $\phi^{(-1)}(t)$ autour de l'origine

$$\phi^{(-1)}(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(t - \frac{t^3}{6} + \theta t^5 \right) \quad (3.9)$$

Ceci permet de simplifier l'expression de la valeur moyenne

$$M = E \left\{ \frac{E_T(\xi)}{E_T(0)} \right\} \approx 1 - \frac{1}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma}{\tau} \quad (3.10)$$

En conclusion, on constate que l'existence d'un écart aléatoire centré et gaussien entre le début du signal et le début de l'analyse, entraîne une erreur moyenne relative sur l'estimation de l'énergie. Cette perte relative moyenne est donnée par l'expression :

$$p = \frac{\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sigma}{\tau}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \quad (3.11)$$

La courbe 15 indique le comportement de la perte relative moyenne en unité de $\frac{\sigma}{\tau}$ en fonction de $\frac{T}{\tau}$ le temps d'analyse normalisé.

3.2.3 - Détermination du moment d'ordre deux et de la variance

Avec les mêmes hypothèses que pour le moment d'ordre un nous allons déterminer le moment d'ordre deux. Par définition nous avons :

$$\mu_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(\xi) p(\xi) d\xi$$

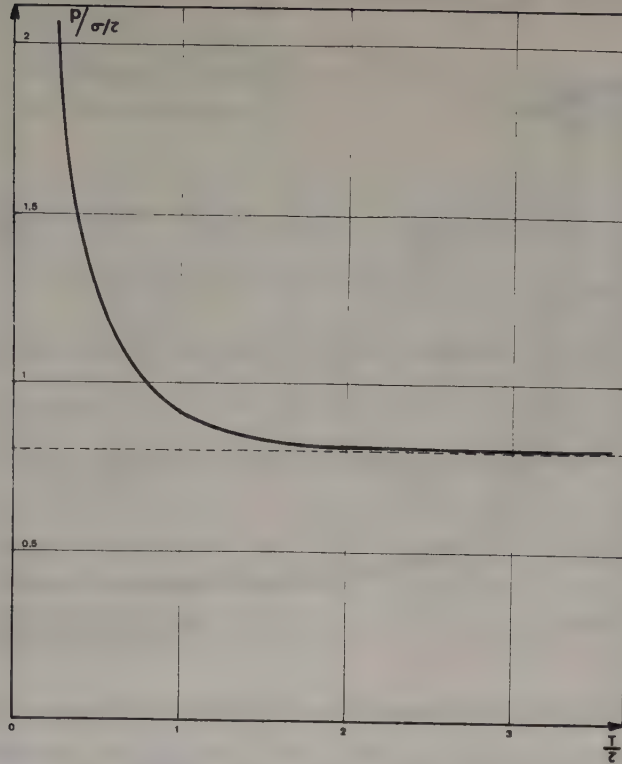
avec

$f(\xi)$ caractéristique de transfert

$p(\xi)$ densité de probabilité de la variable ξ

C'est-à-dire :

$$\mu_2 = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \left[\int_{-\infty}^0 e^{\frac{2\xi}{\tau}} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi + \int_0^{\infty} \left(\frac{e^{-\frac{\xi}{\tau}} - e^{-\frac{2T}{\tau}} e^{\frac{\xi}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \right)^2 e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi \right] \quad (3.12)$$



- Figure 15 -

Pondération continue-perte moyenne relative sur la mesure d'amplitude en présence de fluctuations aléatoires sur le déclenchement d'analyse

Le résultat s'écrit :

$$\mu_2 = \frac{e^{\frac{2\sigma^2}{2}}}{(1 - e^{-\frac{2T}{\tau}})^2} \left[\phi^{(-1)}\left(\frac{2\sigma}{\tau}\right) (2e^{-\frac{2T}{\tau}} - 2) + 2 + e^{-\frac{4T}{\tau}} - 2e^{-\frac{2T}{\tau}} \right] - \frac{e^{-\frac{2T}{\tau}}}{(1 - e^{-\frac{2T}{\tau}})^2}$$

(3.13)

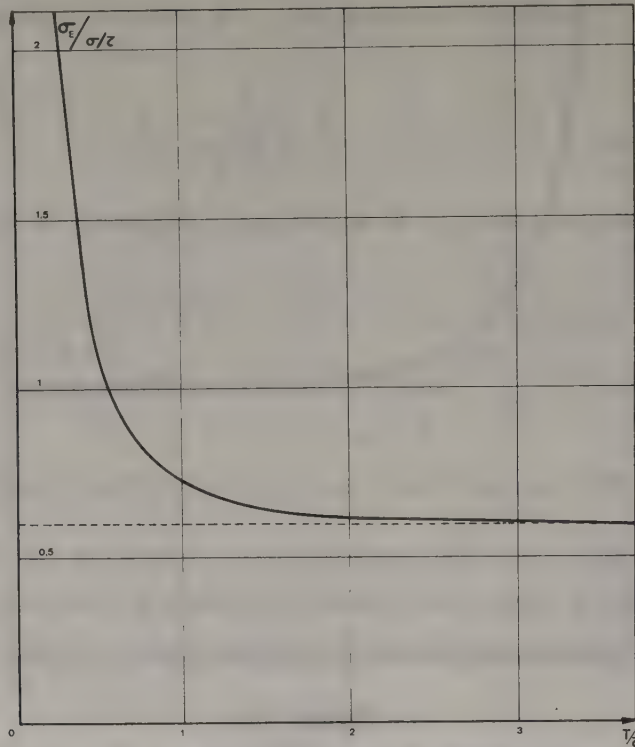
Cette expression se réduit à

$$\text{pour } \frac{\sigma}{\tau} \ll 1 \quad \mu_2 \approx 1 - \frac{\sigma}{\tau} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} + \frac{2\sigma^2}{\tau^2} \left(\frac{1 + e^{-\frac{4T}{\tau}} - e^{-\frac{2T}{\tau}}}{(1 - e^{-\frac{2T}{\tau}})^2} \right) \quad (3.14)$$

L'écart type σ_E de la fluctuation s'écrit dans ce cas :

$$\sigma_E = \frac{\sigma}{\tau} \frac{(1 + e^{-\frac{4T}{\tau}} - \frac{2}{\pi})^{1/2}}{(1 - e^{-\frac{2T}{\tau}})} \quad (3.15)$$

L'évolution de σ_E en fonction de $\frac{T}{\tau}$ est indiquée sur la figure 16.



- Figure 16 -

Pondération continue-écart type relatif sur la mesure d'amplitude en présence de fluctuations aléatoires sur le déclenchement d'analyse

Les résultats que nous avons obtenus par la méthode classique peuvent être obtenus de façon différente dans le cas $\frac{\sigma}{\tau} \ll 1$. Dans ce cas les deux branches de la caractéristique de transfert peuvent être assimilées à leurs tangentes à l'origine. L'application du théorème de G. BONNET / 26 / des "moments unidimensionnels" nous permet le calcul de la valeur moyenne. L'application du théorème de "PRICE" / 27 / nous permet quant à lui l'obtention du moment d'ordre deux.

- Exemple : Application du théorème des "moments unidimensionnels" / 19 /

$$\left(\frac{\partial}{\partial \sigma^2} \right)^k E \left\{ h(x) \right\} = \frac{1}{2^k} E \left\{ h^{(2k)}(x) \right\} \quad (3.16)$$

$$h(\varepsilon) \simeq \left(1 + \frac{\varepsilon}{\tau} \right) \delta^{(-1)}(-\varepsilon) + \left[1 - \frac{\varepsilon}{\tau} \left(1 + e^{-\frac{2T}{\tau}} \right) \right] \delta^{(-1)}(\varepsilon) \quad (3.17)$$

$$h'(\varepsilon) = \begin{cases} \frac{1}{\tau} & x < 0 \\ -\frac{1}{\tau} \left(\frac{1 + e^{-\frac{2T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \right) & x \geq 0 \end{cases} \quad (3.18)$$

$$h''(\xi) = - \frac{1}{\tau} \left(\frac{2}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \right) \delta(x) \quad (3.19)$$

$$E \left\{ h''(x) \right\} = - \frac{1}{\sigma \tau} \left(\frac{1}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (3.20)$$

L'intégration donne, compte tenu des conditions limites :

$$E \left\{ h(\xi) \right\} = 1 - \frac{\sigma}{\tau} \frac{1}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (3.21)$$

3.3 - Cas de la pondération quantifiée

Dans le paragraphe précédent nous avons traité du cas où la fonction de pondération est la solution théorique de l'équation de Fredholm. Dans ce paragraphe nous allons traiter du cas de la fonction de pondération quantifiée.

3.3.1 - Détermination de la caractéristique de transfert

L'hypothèse de base des calculs est que le pas de quantification θ est toujours très grand devant l'écart type de la fluctuation du temps de départ de l'analyse.

Nous avons vu au Chapitre 2 qu'en l'absence d'erreur nous avions :

$$E_T^* = E_i \tau \frac{1 - e^{-\frac{T}{\tau}} \frac{1}{N}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}} \frac{1}{N}} (1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}) \quad (3.22)$$

Si l'origine de l'analyse est décalée d'une valeur ξ par rapport à l'origine du signal le calcul donne :

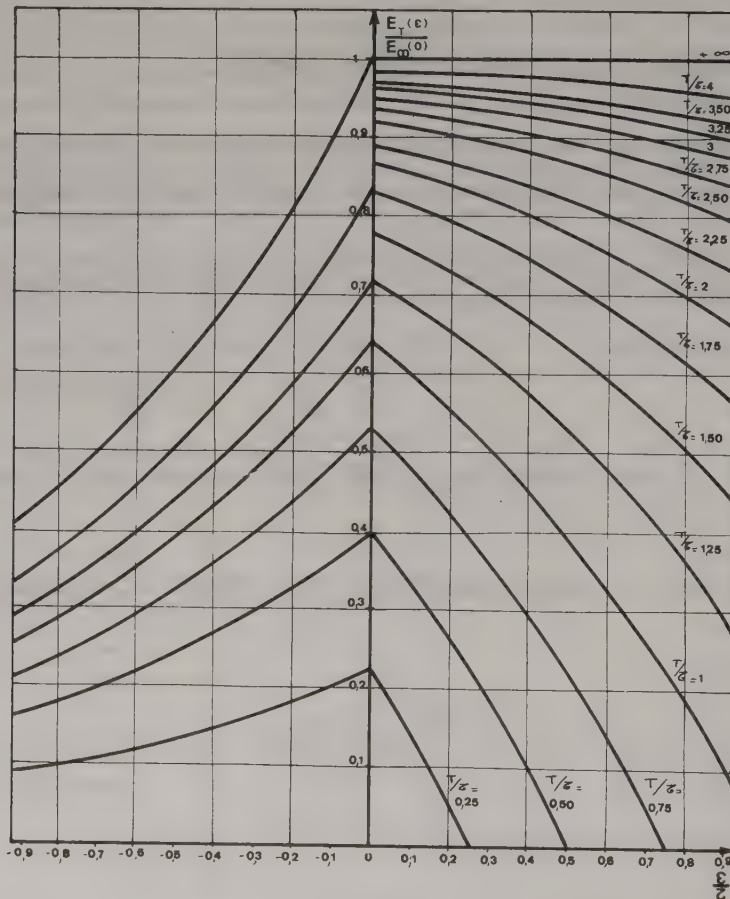
$$a) \quad \frac{E_T^*(\xi)}{E_T^*(0)} = e^{-\frac{\xi}{\tau}} + k \left(1 - e^{-\frac{\xi}{\tau}} \right) \quad \text{pour } \xi \geq 0 \quad (3.23)$$

$$\text{avec } k = \frac{1 - e^{-\frac{T}{\tau} \frac{1}{N}}}{(1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}) (1 - e^{-\frac{T}{\tau} \frac{1}{N}})} = \frac{1 + e^{-\frac{2T}{\tau} \frac{1}{N}}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} \quad (3.24)$$

b)
$$\frac{E_T^*(\xi)}{E_T^*(0)} = e^{-\frac{\xi}{\tau}} \quad \text{pour } \xi < 0 \quad (3.25)$$

Sur la figure 17 les caractéristiques de transfert ont été tracées pour $N = 1$ qui est le cas le plus simple.

Les deux branches de la caractéristique de transfert vont permettre de déterminer les moments du premier et second ordre de $\frac{E_T^*(\xi)}{E_T^*(0)}$ en supposant toujours que ξ est aléatoire stationnaire à valeur moyenne nulle et à densité de probabilité gaussienne.



- Figure 17 -

Pondération quantifiée $n = 1$: caractéristique de transfert

3.3.2 - Détermination du moment d'ordre "un"

Nous avons :

$$E \left\{ \frac{E_T^*(\xi)}{E_T^*(0)} \right\} = \int_{-\infty}^0 e^{\frac{\xi}{\tau}} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi + \int_0^{\infty} (e^{\frac{\xi}{\tau}} (1-k) + k) \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi$$

Le calcul donne :

$$E \left\{ \frac{E_T^*(\xi)}{E_T^*(0)} \right\} = e^{\frac{\sigma^2}{2\tau^2}} (1 - k \phi^{(-1)}(\frac{\sigma}{\tau}) + \frac{k}{2}) \quad (3.26)$$

$$\text{avec } \phi^{(-1)}(u) = \int_{-\infty}^u \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{u^2}{2}} du$$

En nous plaçant dans le cas où $\frac{\sigma}{\tau} \ll 1$ nous avons :

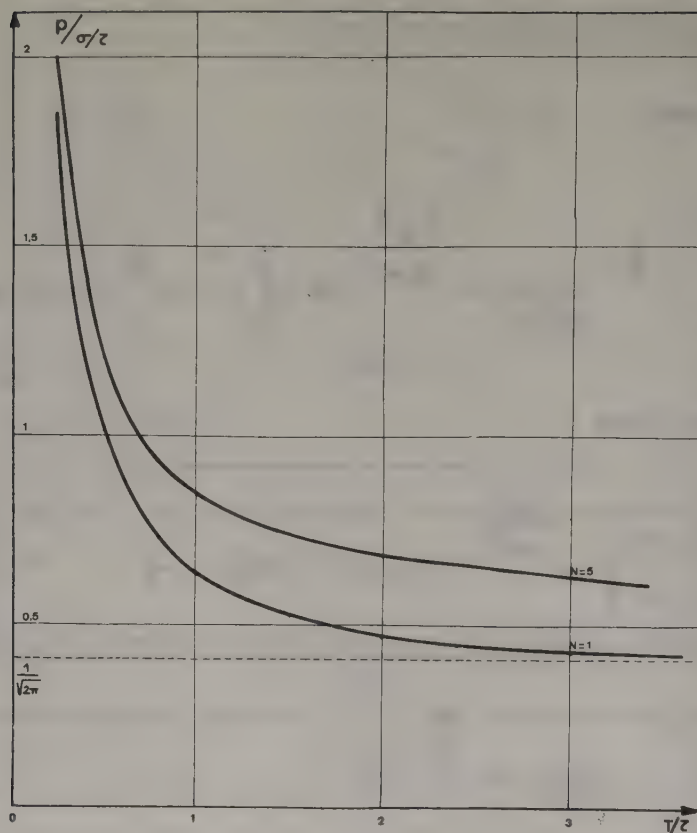
$$E \left\{ \frac{E_T^*(\xi)}{E_T^*(0)} \right\} \approx 1 - \frac{k}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2} + \dots \quad (3.27)$$

Il existe donc une perte relative égale à $\frac{K}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma}{\tau}$ dont le comportement est tracé sur la figure 18 en fonction de $\frac{T}{\tau}$.

3.3.3 - Détermination du moment d'ordre "deux" et de la variance

Par définition nous avons :

$$\mu_2 = E \left\{ \left(\frac{E_T^*(\xi)}{E_T^*(0)} \right)^2 \right\} = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \left[\int_{-\infty}^0 e^{\frac{2\xi}{\tau}} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi + \int_0^{\infty} (e^{\frac{\xi}{\tau}} (1-k) + k)^2 e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}} d\xi \right] \quad (3.28)$$



- Figure 18 -

Pondération quantifiée - Perte moyenne relative sur la mesure d'amplitude en présence de fluctuations aléatoires sur le déclenchement d'analyse

Le calcul complet de cette expression conduit à :

$$\mu_2 = e^{\frac{2\sigma^2}{\tau^2}} \left(1 + \phi^{(-1)} \left(\frac{2\sigma}{\tau} \right) (k^2 - 2k) \right) + e^{\frac{\sigma^2}{2\tau^2}} \left(2k - 2k^2 \right) \phi^{(-1)} \left(\frac{\sigma}{\tau} \right) + \frac{k^2}{2} \quad (3.29)$$

Dans le cas $\frac{\sigma}{\tau} \ll 1$ nous avons

$$\mu_2 \approx 1 - \frac{2k}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma}{\tau} + \frac{\sigma^2}{\tau^2} \left(2 + \frac{k^2}{2} - \frac{3k}{2} \right) \quad (3.30)$$

Calculons la variance relative σ_E .

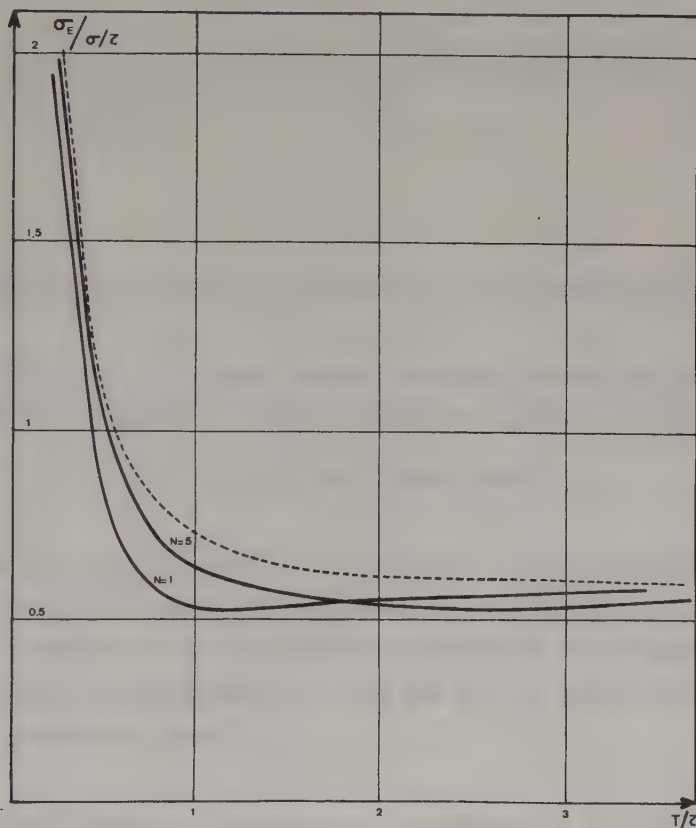
Par définition :

$$\sigma_E^2 = \mu_2 - m^2$$

A partir des résultats précédemment acquis on trouve :

$$\sigma_E^2 = \frac{\sigma^2}{\tau^2} \left(1 - k + \frac{k^2}{2} - \frac{k^2}{2\pi} \right) \quad (3.31)$$

La courbe 19 donne le comportement de σ_E en fonction du nombre de pas de quantification N et du temps d'analyse réduit $\frac{T}{\tau}$.



- Figure 19 -

Pondération quantifiée - écart type relatif sur la mesure d'amplitude en présence de fluctuations aléatoires sur le déclenchement d'analyse

CHAPITRE 4

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans ce chapitre nous allons décrire le dispositif expérimental ayant permis la vérification des calculs théoriques.

4.1 - Principe

Nous avons vu que la définition de la fonction de pondération est telle :

- qu'elle prend une nouvelle valeur à chaque fois que le temps mesuré par rapport à une origine (temps d'interaction) est multiple d'une durée élémentaire appelée intervalle de quantification.
- qu'elle conserve cette valeur durant un intervalle élémentaire.

Supposons un dispositif constitué de N voies parallèles formées chacune d'un amplificateur linéaire ayant un gain propre α_i en série avec un interrupteur K_i . Ces N voies reçoivent toutes le même signal à analyser $S(t)$. Les N sorties en aval des interrupteurs sont réunies sur un amplificateur-sommateur. On comprend de ce fait que le gain global de l'ensemble sera fonction de la combinaison de voies en service.

Ce dispositif va assurer l'opération de pondération. Il est suivi par un intégrateur auquel il est relié par un interrupteur K_0 .

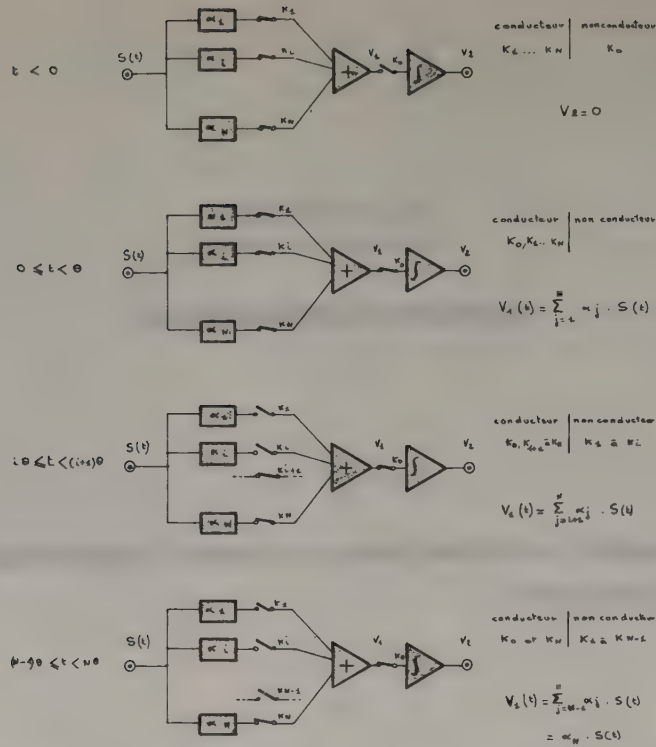
4.2 - Analyse du fonctionnement

Ce fonctionnement est symbolisé sur la figure 20.

- $t < 0$

les N interrupteurs K_1 à K_N sont conducteurs mais K_0 est coupé.

Aucun signal n'est transmis à l'intégrateur.



- Figure 20 -

Principe du pondérateur

- $0 \leq t < \theta$

les N interrupteurs K_1 à K_N sont conducteurs.

K_0 est rendu conducteur à partir de $t = 0$.

Le signal appliqué à l'entrée de l'intégrateur est :

$$V_1(t) = \sum_{j=1}^N \alpha_j S(t) \quad (4.1)$$

- $0 \leq t < 2\theta$

à $t = \theta$ l'interrupteur K_1 s'ouvre.

Les N-1 interrupteurs K_2 à K_N restent conducteurs ainsi que K_0 .

Le signal à l'entrée de l'intégrateur est :

$$V_1(t) = \sum_{j=2}^N \alpha_j S(t) \quad (4.2)$$

A l'examen de ces trois points de la séquence de fonctionnement, l'enchaînement des opérations s'analyse de la façon suivante :

- à chaque valeur du temps multiple de l'intervalle de quantification θ on ouvre un interrupteur ce qui a pour conséquence de réduire le gain global de la valeur du gain de la voie déconnectée.
- à l'instant T, fin de l'analyse, l'interrupteur K_0 s'ouvre interrompant le circuit entre la pondération et l'intégrateur. Simultanément les N interrupteurs K_1 à K_N se ferment.

La suite des gains α_i se détermine aisément à partir des valeurs $P^*(t) = P(n\theta)$.

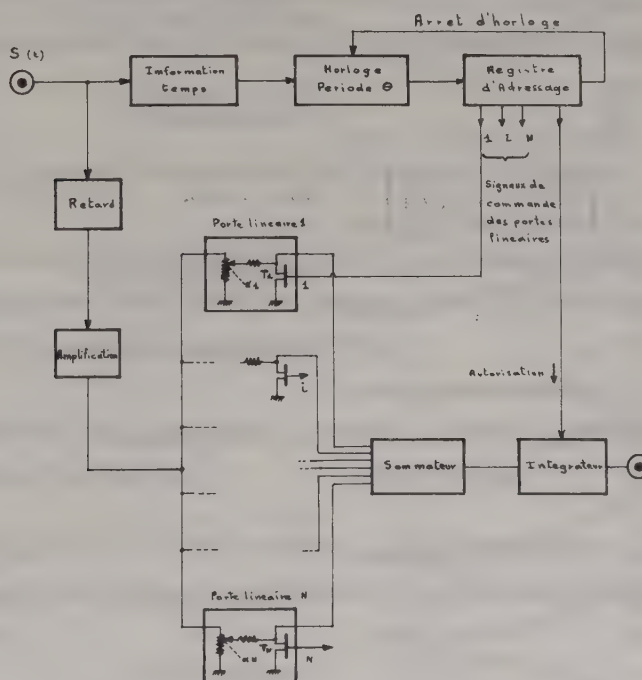
$$\alpha_N = P \left[(N-1)\theta \right] \quad (4.3)$$

$$\alpha_{N-1} = P \left[(N-2)\theta \right] - \alpha_N \quad (4.4)$$

$$\alpha_i = P \left[(i-1)\theta \right] - \sum_{j=i-1}^N \alpha_j \quad (4.5)$$

4.3 - Réalisation pratique / 28 /

Sur la figure 21 on trouve le schéma synoptique de l'appareil qui se décompose de la façon suivante :

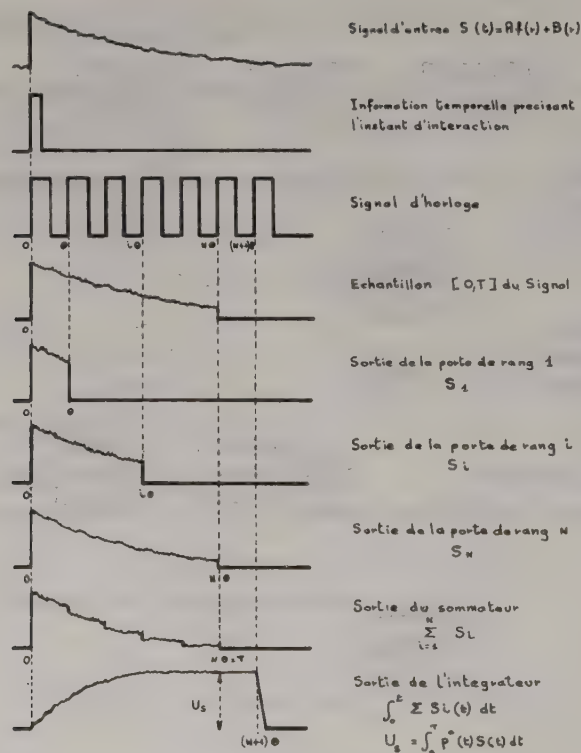


- Figure 21 -

Schéma synoptique de l'appareil construit

- 1°- Un dispositif de prise de temps déterminant le temps origine de l'analyse. Il déclenche la séquence d'analyse.
- 2°- Une horloge définissant avec précision les instants de variation de la fonction de pondération. Elle est mise en route par le dispositif de prise de temps. Cette horloge est associée à un circuit logique permettant la commande des portes linéaires remplissant la fonction des interrupteurs du principe.
- 3°- Une cellule de retard analogique ayant pour fonction de décaler dans le temps le signal à analyser afin de compenser les retards cumulés au démarrage de la séquence d'analyse.
- 4°- Un amplificateur donnant au signal à analyser une amplitude convenable.
- 5°- Un assemblage de N portes linéaires recevant toutes le signal à analyser. La commande de chacune de ces portes est indépendante.
- 6°- Un sommateur donnant l'addition des N signaux prélevés à la sortie des N portes linéaires.
- 7°- Un intégrateur rendu opérationnel pendant toute la durée de l'analyse par la logique.

Sur la figure 22 est indiquée la forme des signaux à la sortie des éléments principaux de l'appareil.



- Figure 22 -

Principe de traitement du signal

4.3.1 - Horloge (figure 23)

Cette horloge est constituée par un circuit logique "Nand" de technologie T T L dont la sortie est couplée avec une entrée par l'intermédiaire d'une ligne à retard de durée T_r . Si toutes les autres entrées du "Nand" sont reliées au "0" logique, le dispositif est stable. Si ces entrées sont reliées au "1" logique, le dispositif est en réaction et le "Nand" bascule toutes les T_r secondes. D'une façon plus rigoureuse, la fréquence de commutation est fixée par le temps de retard de la ligne et par le temps de propagation du circuit intégré. On se sert d'une des entrées non réactionnées pour effectuer l'autorisation et l'inhibition de l'horloge. Si le retard de la ligne est très supérieur au temps de propagation, on obtient une horloge très précise (possédant un coefficient de température égal à celui de la ligne).

4.3.2 - Logique d'adressage (figure 23)

Cette fonction est assurée par un assemblage, série de bascules du type Bistable D (Texas 7474) technologie T T L, constituant un registre à décalage. Chaque bascule commande par un étage d'adaptation de niveau, une porte de la voie analogique qui lui est associée.

Au départ de la séquence, les bascules sont toutes prépositionnées dans un état correspondant à l'ouverture des portes. Au premier top d'horloge le premier bistable change d'état, les autres demeurant dans leur état initial. Au second top d'horloge, seul le second bistable change d'état. A chaque impulsion d'horloge on a basculement d'un nouveau bistable. Lorsque le dernier bistable change d'état, il arrête l'horloge et il décharge la capacité de l'intégrateur.

4.3.3 - Portes linéaires (figures 24 - 25)

Les interrupteurs du principe sont remplacés par des portes linéaires de structure simplifiée. Elles utilisent le fait qu'un transistor à effet de champ se comporte dans la zone dite "ohmique" de sa caractéristique courant tension :

- comme une résistance de faible valeur (quelques dizaines à quelques centaines d'ohms) lorsque la polarisation de grille est nulle.
- comme une résistance de très grande valeur (quelques centaines à quelques milliers de megohms) pour une polarisation de grille dont le module est supérieur à la tension de pincement de l'élément.

Le transistor à effet de champ présente en outre sur le transistor bipolaire l'avantage d'avoir une caractéristique courant tension passant rigoureusement par l'origine et d'être symétrique par des tensions appliquées faibles / 34 /.

La structure adoptée pour la porte est celle du pont diviseur constitué entre une résistance de valeur fixe et le transistor à effet de champ. Lorsque le transistor est bloqué, aucun affaiblissement n'est introduit, le gain de la porte est unitaire. Lorsque le transistor est saturé, le coefficient d'affaiblissement est important. Dans notre cas les transistors 2N 4416 utilisés présentent une résistance moyenne dans l'état passant de $150\ \Omega$ environ, ce qui donne un affaiblissement de 100 environ.

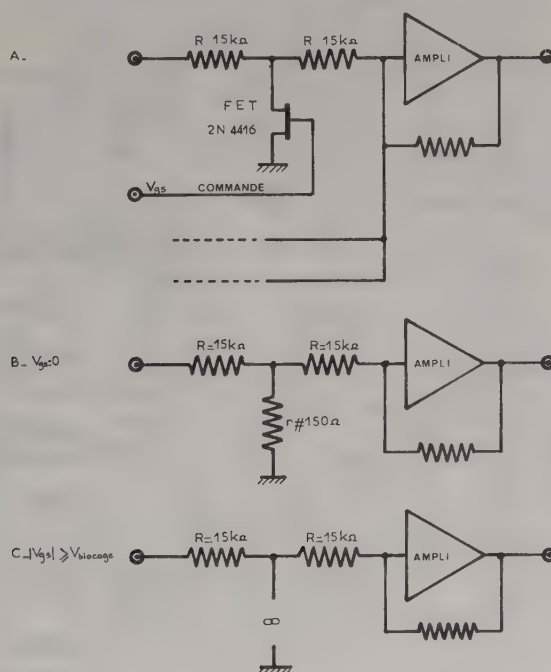
4.3.4 - Sommeur (figures 25 - 26)

La structure de ce circuit est classique, il s'agit d'un amplificateur opérationnel travaillant en réaction de courant et disposant de N entrées. Ce circuit réalise l'addition des différents signaux présents sur ces entrées, de plus il introduit une inversion de polarité.

L'étage d'entrée comporte un transistor à effet de champ dans le but de supprimer les inconvénients présentés par le courant de polarisation de l'étage d'entrée à transistor bipolaire. Les deux transistors à effet de champ ont été appariés pour fonctionner à polarisation et à courants égaux pour améliorer la stabilité thermique.

4.3.5 - Intégrateur (figures 25 - 27)

Il est constitué par un amplificateur opérationnel contre-réactionné de telle sorte qu'il se comporte comme un générateur de courant proportionnel à la tension d'entrée. Le courant



- Figure 24 -

Principe de la porte linéaire à transistor F.E.T

C H A P I T R E 5

VERIFICATIONS EXPERIMENTALES

5.1 - Introduction

Dans ce chapitre nous donnons les résultats des mesures effectuées sur l'appareil construit dans le but de vérifier les calculs théoriques.

Nous avons effectué deux types de mesures :

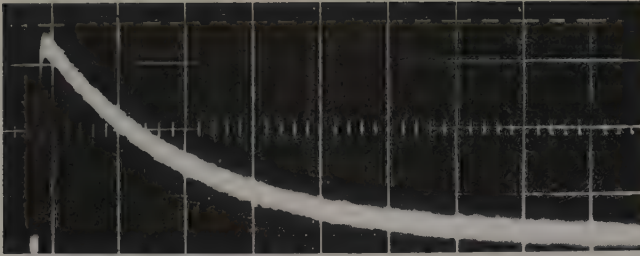
- Les premiers tendant à vérifier le comportement du rapport signal-bruit du dispositif en fonction du nombre de pas de quantification.
- Les autres ayant pour but d'analyser la dégradation de performances donnée par l'imprécision sur le temps de départ de l'analyse.

Les oscillogrammes qui ont été relevés sur les figures 28 et 29 permettent de constater un fonctionnement conforme au principe décrit au Chapitre 4. Le signal analysé est un signal à décroissance exponentielle de constante de temps $4,5 \mu s$.

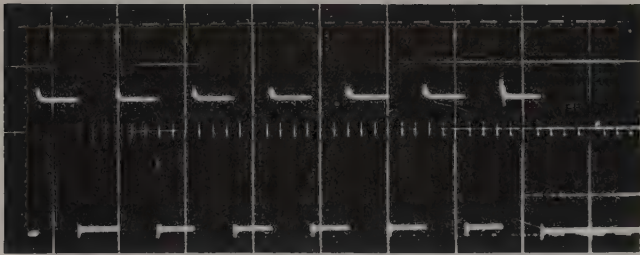
5.2 - Principe des mesures du facteur de performance η_{∞}

Ne pouvant effectuer des mesures absolues de performances nous avons fait des mesures comparatives de rapport signal sur bruit par rapport à un filtre linéaire dont les performances sont bien connues. Ce filtre est constitué par un simple circuit RC intégrateur. Les calculs effectués par plusieurs auteurs / 30 - 31 - 32 / montrent que le meilleur rapport signal sur bruit est obtenu lorsque la constante de temps du filtre intégrateur est égale à la constante de temps de décroissance du signal à condition que le bruit soit à corrélation microscopique. Le facteur de performance d'un tel filtre est

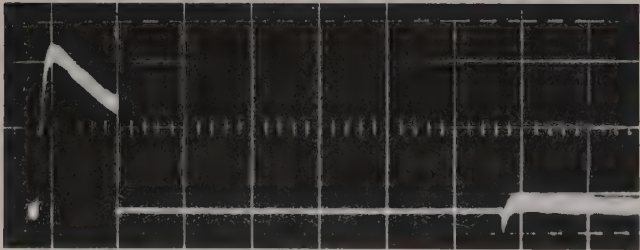
$$\eta_{\infty} = 0,736$$



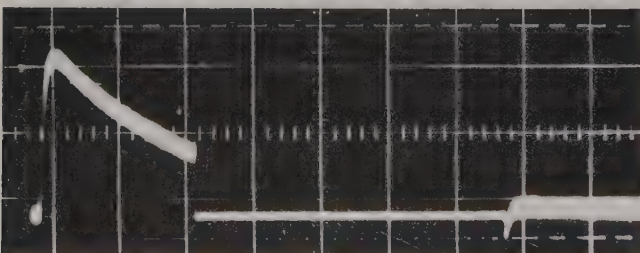
SIGNAL A ANALYSER



SIGNAL D'HORLOGE

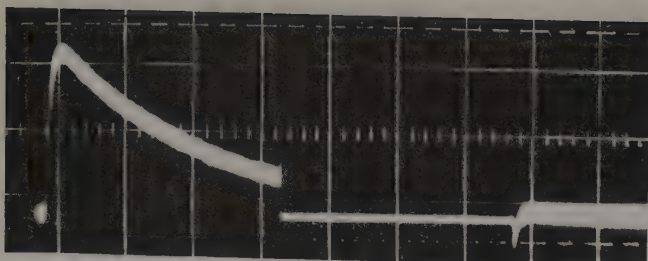


SIGNAL DE SORTIE DE
LA PORTE LINEAIRE N°1

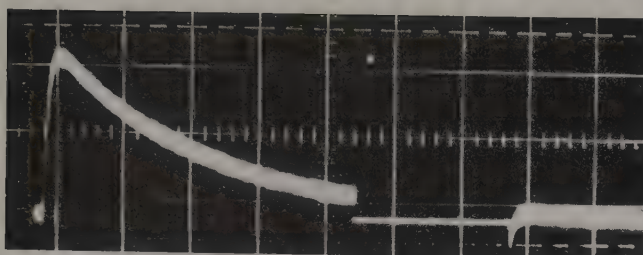


SIGNAL DE SORTIE DE
LA PORTE LINEAIRE N°2

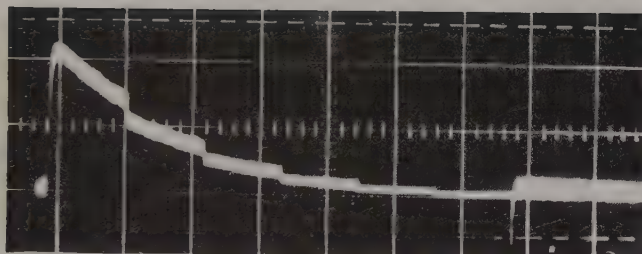
ech : 1 μ s / division



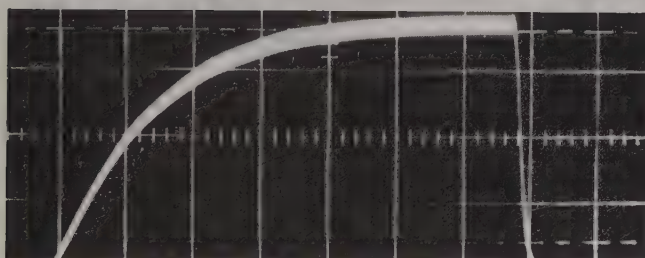
SIGNAL DE SORTIE DE
LA PORTE LINEAIRE N°3



SIGNAL DE SORTIE DE
LA PORTE LINEAIRE N°4



SIGNAL APRES
PONDERATION



SIGNAL APRES PONDERATION
ET INTEGRATION

ech : 1 μ s / division

Cette valeur servira de référence pour le calcul des facteurs de performance.

Le signal analysé présente les caractéristiques suivantes :

- temps de montée $\simeq 30$ ns
- constante de temps de décroissance $4,5 \mu s$

Ce signal a été ajouté à un bruit dont la densité spectrale a été étudiée grâce à un analyseur de spectre Hewlett Packard. Cette densité spectrale énergétique peut être considérée comme étant uniforme jusqu'à plusieurs mégahertz.

Le rapport signal sur bruit à l'entrée du dispositif a été choisi égal à 30 dB.

Le mélange signal plus bruit a été successivement appliqué :

- au circuit intégrateur (amplificateur de mise en forme type CEA MAP 11)
- au dispositif à analyser.

Les amplitudes des signaux de sortie des deux appareils ont été mesurées avec un codeur d'amplitude Intertechnique (type CA 13) et les résultats stockés dans un bloc mémoire (type BM 96). Ces deux appareils permettent le tracé de l'histogramme des amplitudes selon une division en 4 096 intervalles.

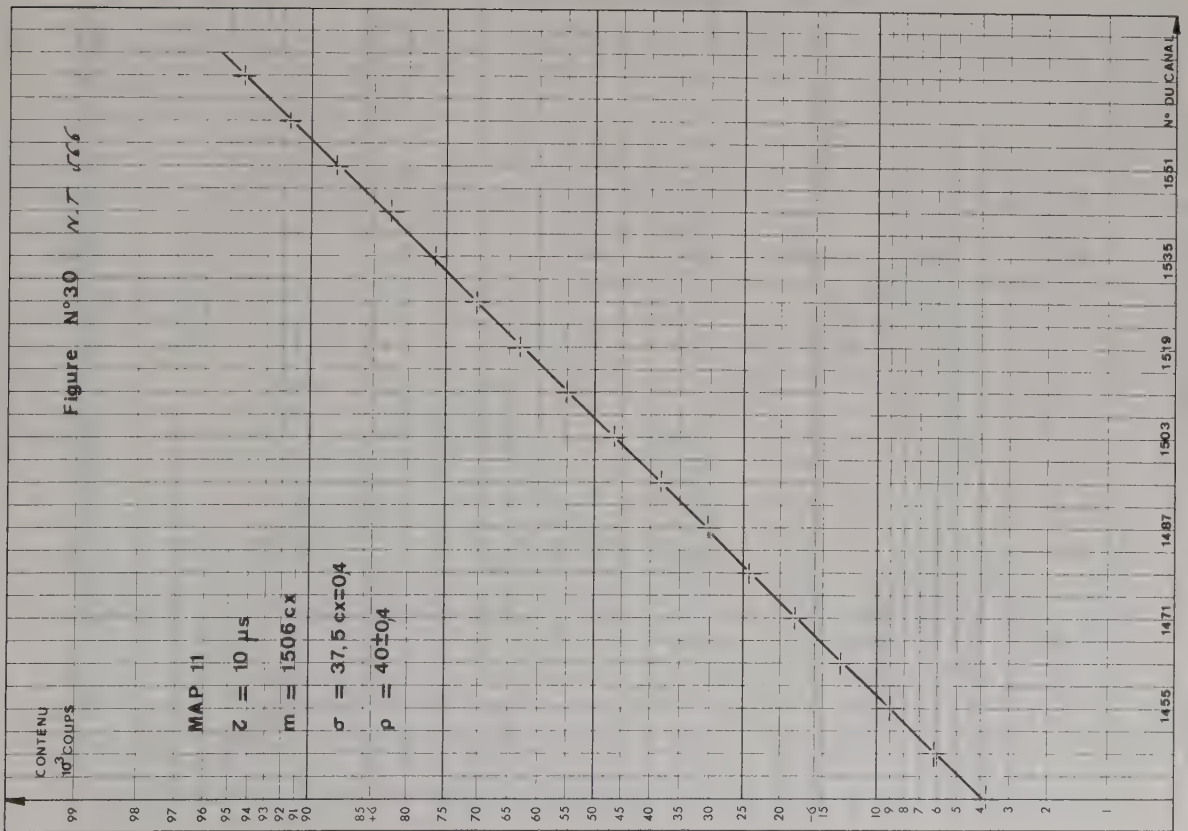
Un dispositif de précompte permettait de faire l'analyse sur un nombre déterminé d'impulsions incidentes.

La densité de probabilité des impulsions étant supposée gaussienne ce que nous vérifions à posteriori, il est facile d'obtenir l'écart-type de la fluctuation par report sur du papier Gausso-Arithmétique de la fonction de répartition des amplitudes. En effet dans ce cas la courbe obtenue est une droite dite droite de Henry. L'intersection de cette droite avec une horizontale placée à l'ordonnée 0,5 nous donne en abscisse la valeur moyenne de l'amplitude. La différence des abscisses des points d'intersection de la droite de Henry avec les droites horizontales respectivement placées aux ordonnées 0,84 et 0,16 nous donne deux fois la valeur de l'écart type. De ces deux mesures on déduit commodément la valeur du rapport signal bruit.

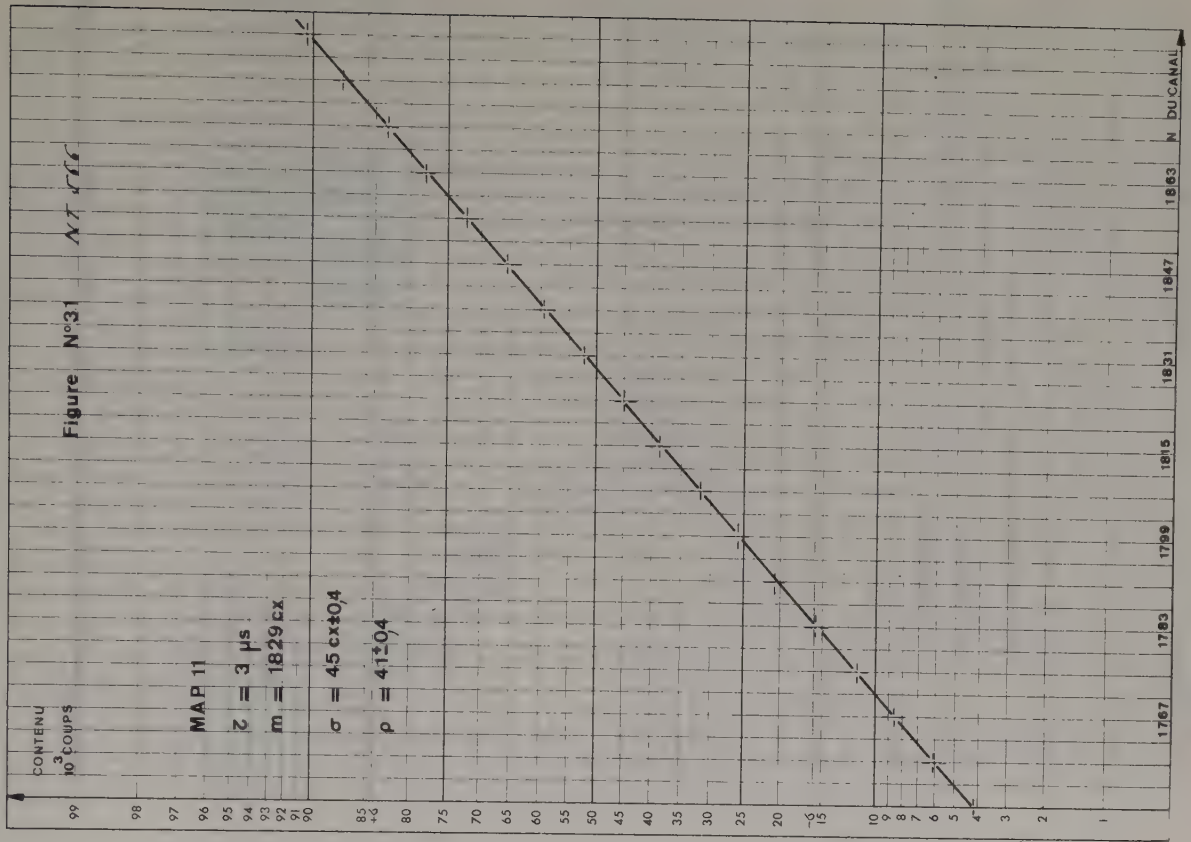
Les mesures ont été effectuées pour une pondération à base linéaire avec $N = 1$, $N = 2$, $N = 5$ et avec un temps d'analyse variable.

Les résultats sont consignés dans les tableaux 1, 2, 3.

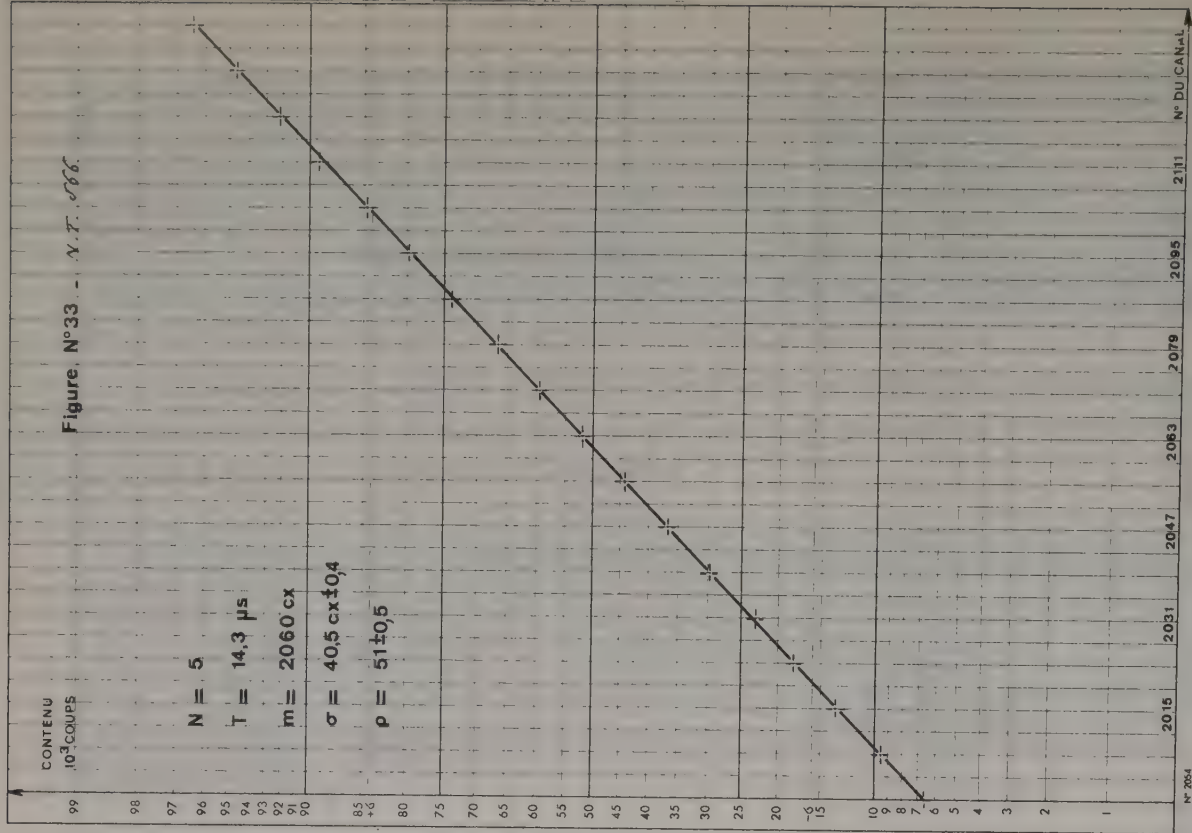
Les courbes 31 à 33 sont les tracés des droites de Henry pour $N = 5$ avec un temps d'analyse variable. Nous voyons d'après celle-ci que l'hypothèse de répartition gaussienne est bien vérifiée avec une statistique de 10^4 événements.



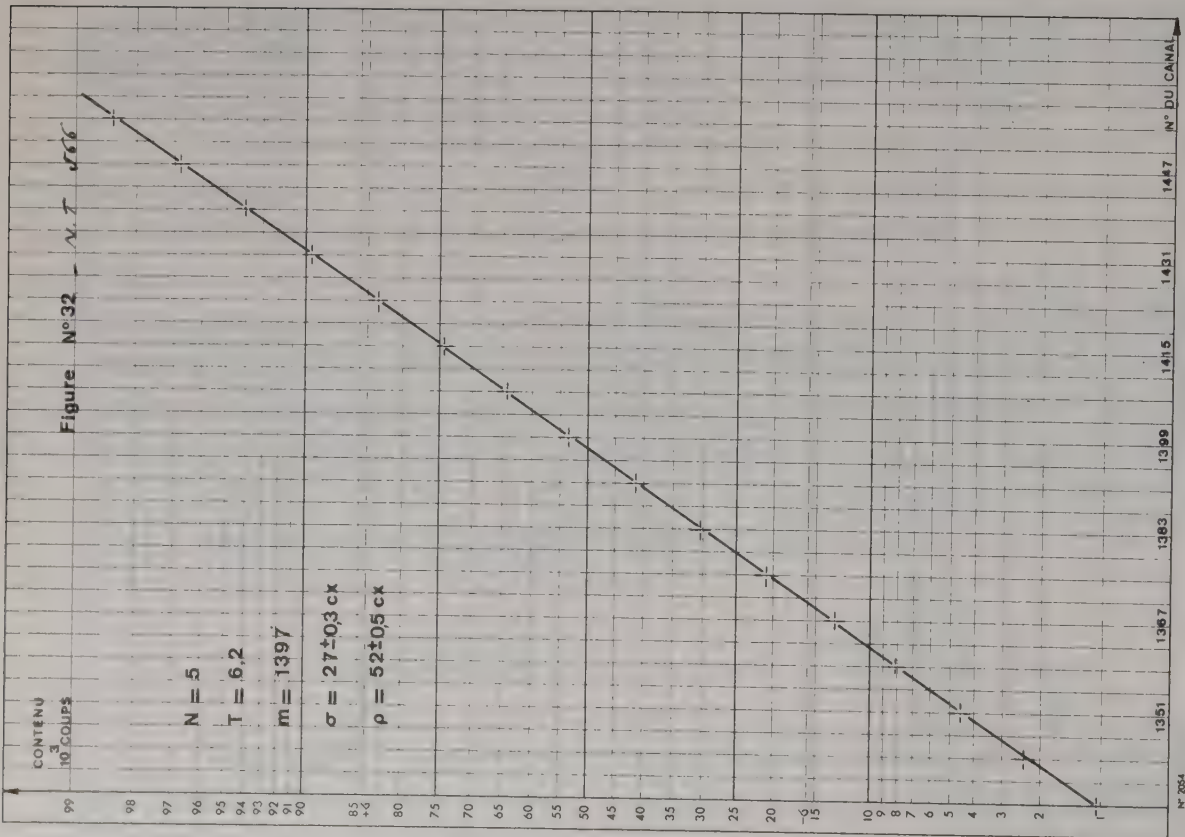
- Figure 30 -



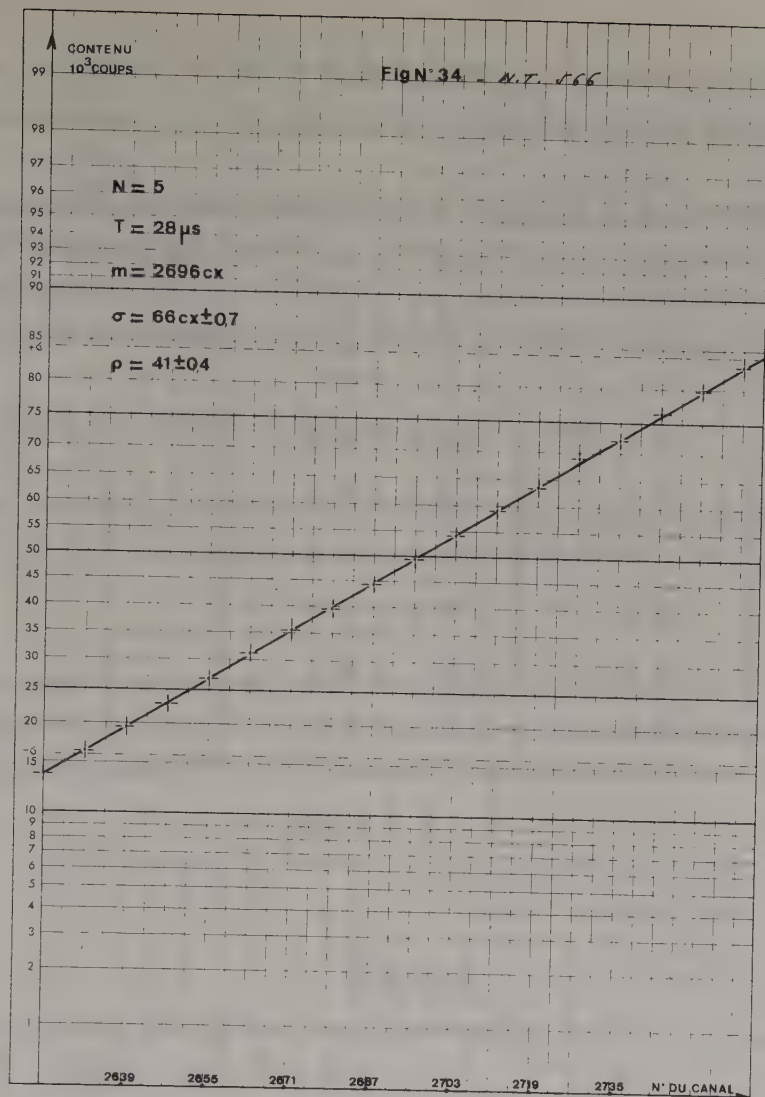
- Figure 31 -



- Figure 33 -



- Figure 32 -



- Figure 34 -

TABLEAU 1

$T_{\mu s}$	T/τ	ρ	$\rho_{réf}$	η_{∞}
28	6,2	$11,5 \pm 0,1$	$14,2 \pm 0,2$	$0,59 \pm 0,01$
19,6	4,4	$14,5 \pm 0,1$	"	$0,74 \pm 0,01$
10,6	2,3	$16 \pm 0,2$	"	$0,83 \pm 0,02$
6	1,3	$17 \pm 0,2$	"	$0,87 \pm 0,02$
3,9	0,9	$17 \pm 0,2$	"	$0,86 \pm 0,02$
2,8	0,62	$15,5 \pm 0,2$	"	$0,80 \pm 0,02$
1,8	0,4	$14 \pm 0,2$	"	$0,72 \pm 0,01$

N = 1 PAS

TABLEAU 2

$T_{\mu s}$	T/τ	ρ	$\rho_{\text{réf}}$	η_{∞}
28	6,2	38 $\pm$ 0,4	40,9 $\pm$ 0,5	0,69 $\pm$ 0,02
18,6	4,1	44,5 $\pm$ 0,5	"	0,80 $\pm$ 0,02
14,3	3,2	47 $\pm$ 0,5	"	0,85 $\pm$ 0,02
10	2,2	50,5 $\pm$ 0,5	"	0,91 $\pm$ 0,02
6,2	1,4	50,5 $\pm$ 0,5	"	0,91 $\pm$ 0,02
4,9	1,1	50 $\pm$ 0,5	"	0,90 $\pm$ 0,02
3	0,66	44,5 $\pm$ 0,5	"	0,80 $\pm$ 0,02
2,1	0,47	41 $\pm$ 0,4	"	0,73 $\pm$ 0,02
16	0,36	37 $\pm$ 0,4	"	0,66 $\pm$ 0,02

N = 2 PAS

TABLEAU 3

$T_{\mu u}$	T/τ	ρ	$\rho_{\text{réf.}}$	η_{∞}
28	6,2	41 $\pm$ 0,4	40,9 $\pm$ 0,5	0,74 $\pm$ 0,015
18,6	4,1	48 $\pm$ 0,5	"	0,87 $\pm$ 0,02
14,3	3,2	51 $\pm$ 0,5	"	0,92 $\pm$ 0,02
10	2,2	53,2 $\pm$ 0,5	"	0,96 $\pm$ 0,02
6,2	1,4	52 $\pm$ 0,5	"	0,94 $\pm$ 0,02
4,9	1,1	50 $\pm$ 0,5	"	0,91 $\pm$ 0,02
3,3	0,66	45 $\pm$ 0,5	"	0,81 $\pm$ 0,02
2,1	0,47	41 $\pm$ 0,4	"	0,73 $\pm$ 0,015
1,6	0,36	38 $\pm$ 0,4	"	0,68 $\pm$ 0,015

N = 5 PAS

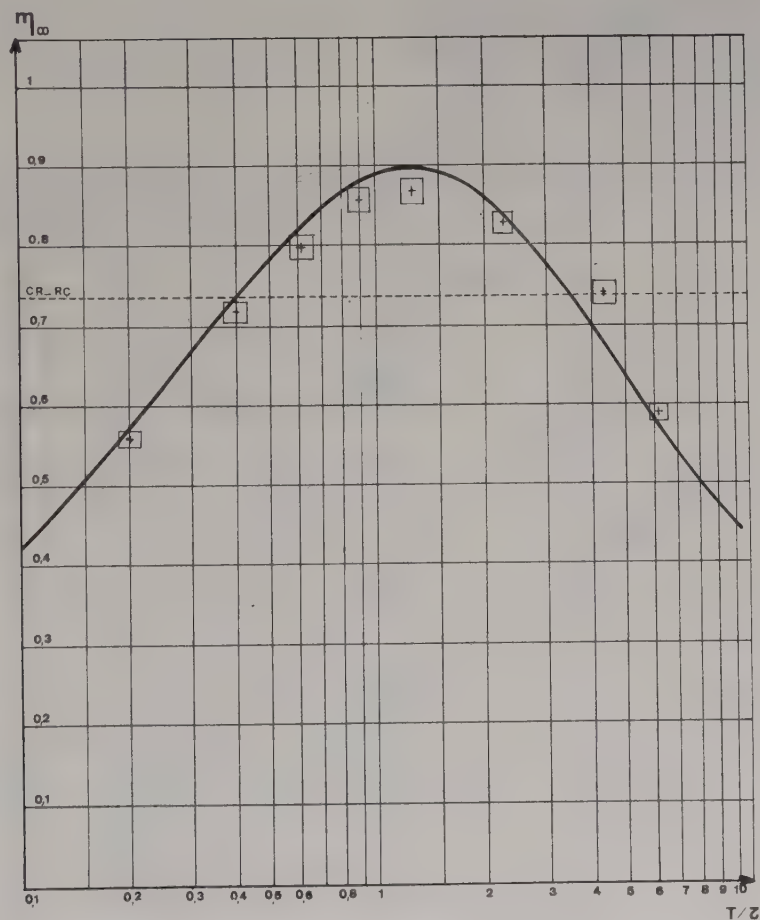
Sur les courbes 35, 36, 37 nous voyons que les points expérimentaux sont très légèrement en dessous de la courbe théorique tout en suivant une loi identique.

La perte de quelques centièmes sur les facteurs de performance réels par rapport aux valeurs calculées peut être imputés à l'existence de bruits de commutation des portes linéaires qui sont très difficiles à éliminer. D'autre part les circuits électroniques de l'opérateur sont les sources d'un bruit électronique qui se superpose au bruit de la chaîne de détection.

5.3 - Conclusions sur les mesures de facteurs de performance

Les mesures qui ont été effectuées montrent un assez bon accord avec les calculs théoriques. Nous pouvons en déduire que nos modèles de calculs sont convenables et reflètent bien la réalité.

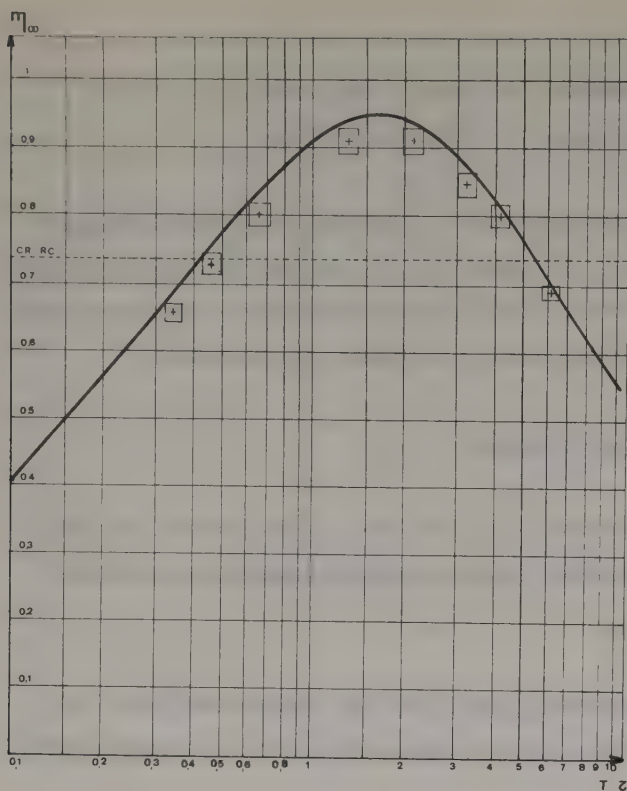
Les légères différences constatées peuvent s'expliquer très simplement par l'imperfection du dispositif aux instants de commutation ou un couplage existe entre la voie purement analogique et la voie logique.



- Figure 35 -

Pondération linéaire quantifiée $N = 1$ pas

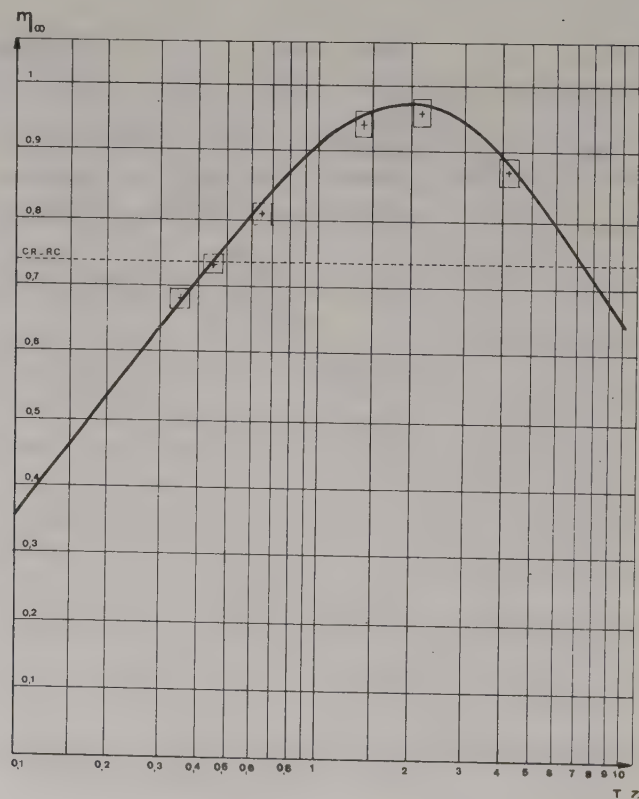
$$\text{Courbe } m_\infty = \left(\frac{T}{\tau} \right)$$



- Figure 36 -

Pondération linéaire quantifiée N = 2 pas

Courbe $m_\infty = f\left(\frac{T}{\tau}\right)$



- Figure 37 -

Pondération linéaire quantifiée N = 5 pas

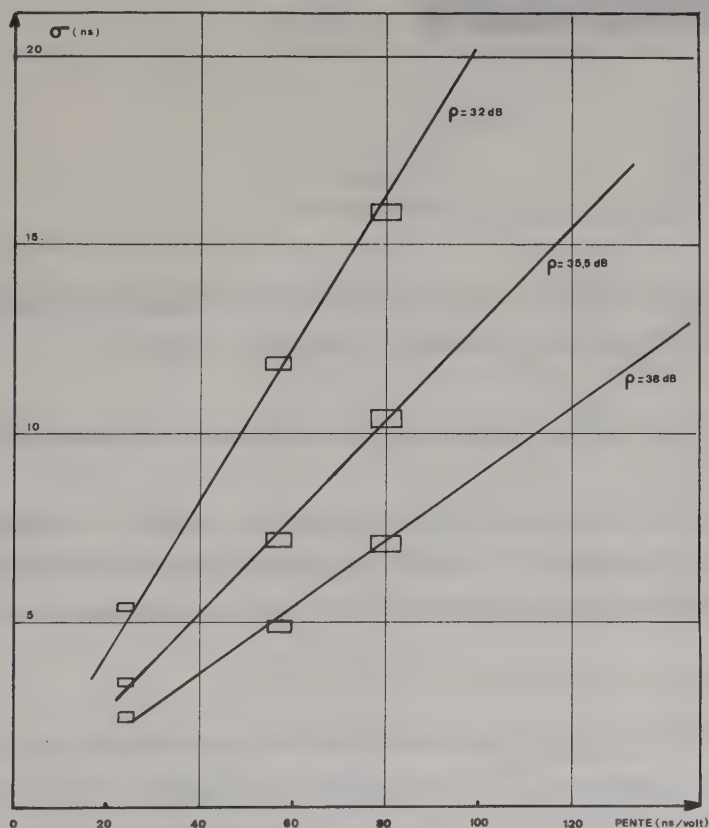
Courbe $m_\infty = f\left(\frac{T}{\tau}\right)$

5.4 - Mesures sur l'influence de la dispersion temporelle sur le déclenchement d'analyse

Nous allons dans ce paragraphe examiner les conséquences de l'erreur aléatoire qui existe sur l'instant de départ de l'analyse. Cet instant de départ est déterminé grâce à un discriminateur d'amplitude auquel est appliqué le signal à analyser. Sur le front de montée de celui-ci, au moment où l'amplitude devient égale à un seuil prédéterminé, le discriminateur délivre une impulsion apte à commander la logique d'analyse, figure 39, photo A.

Le signal à analyser ayant un temps de montée non nul et étant superposé à du bruit, l'instant de franchissement du seuil est aléatoire. Afin d'agir sur la dispersion du temps de franchissement du seuil, le temps de montée du signal appliqué est ajustable. Cette mesure a été rendue possible par l'utilisation d'un générateur délivrant deux impulsions synchrones dont on peut ajuster séparément les temps de montée. L'une de ces impulsions est destinée à générer le signal à analyser, l'autre servant à piloter le discriminateur.

Sur la figure 38 nous avons tracé l'écart type de la fluctuation temporelle obtenue en fonction de la vitesse de croissance du signal. Ces mesures ont été effectuées grâce à un convertisseur temps-amplitude (CTA) qui, associé à un ensemble codeur d'amplitude, bloc mémoire (CA 13 et BM 96) ont permis le tracé de la densité de probabilité de la position en temps de l'impulsion commandant l'analyse.



- Figure 38 -

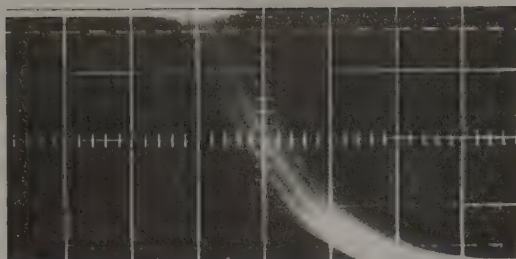


PHOTO A

IMPULSION DE COMMANDE D'ANALYSE
POSITION DANS LE TEMPS PAR
RAPPORT A L'ORIGINE DU SIGNAL

Ech : 20 ns / cm

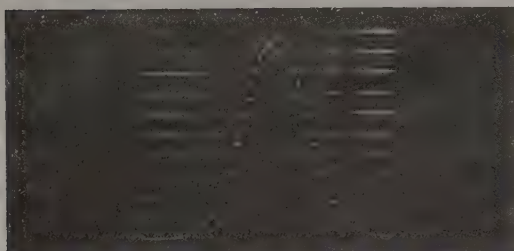


PHOTO B

IMPULSION DE COMMANDE D'ANALYSE
DENSITE DE PROBABILITE DE LA
POSITION DANS LE TEMPS

Ech : 1 ns / canal

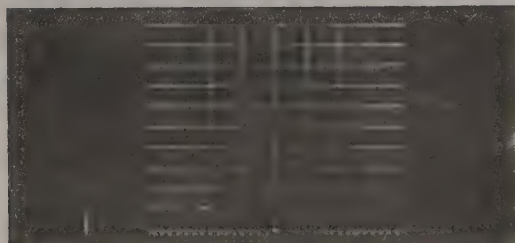


PHOTO C

SIGNAL DE SORTIE DE L'OPERATEUR
DENSITE DE PROBABILITE DE L'
AMPLITUDE MAXIMUM

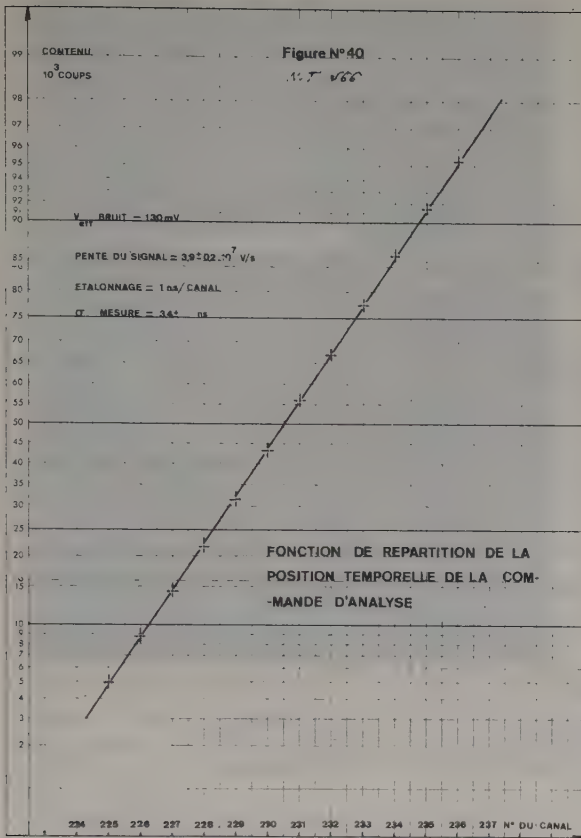
- Figure 39 -

Les fonctions de répartition tracées sur papier Gausso-Arithmétique permettant de vérifier l'hypothèse de densité de probabilité gaussienne. Figure 40.

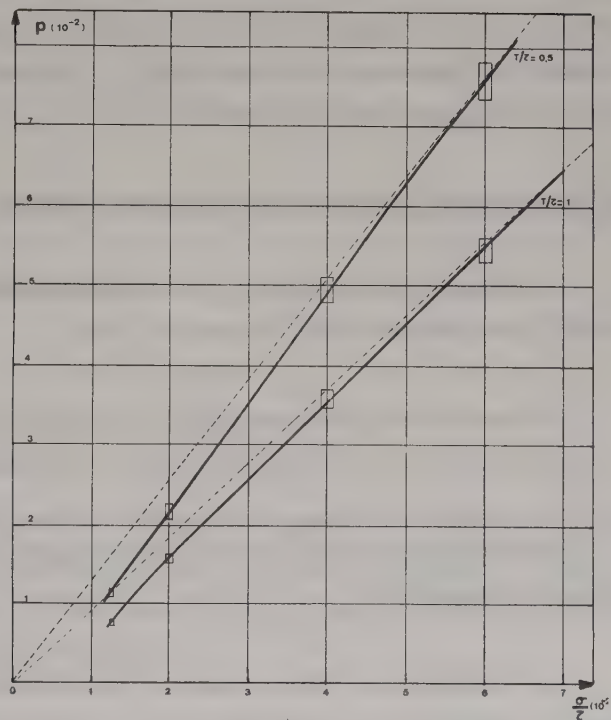
Ces tracés permettent la détermination des deux paramètres de la loi m_t et σ_t .

Sur la photo C de la figure 39 nous voyons un exemple de densité de probabilité de l'amplitude en sortie de l'opérateur $\mathcal{F}$. Cette photographie permet de vérifier qualitativement une répartition toute entière située au-dessous d'une valeur correspondant au cas où la dispersion est nulle.

Sur les figures 41 et 42 nous avons tracé le comportement de la perte moyenne sur l'amplitude de sortie de l'opérateur $\mathcal{F}$ ainsi que celui de l'écart type sur cette amplitude en fonction de l'écart type de la fluctuation en temps. Nous constatons un assez bon accord pour les valeurs de $\frac{\sigma}{\tau}$ grandes. Par contre pour les valeurs de $\frac{\sigma}{\tau}$ petites les résultats pratiques sont

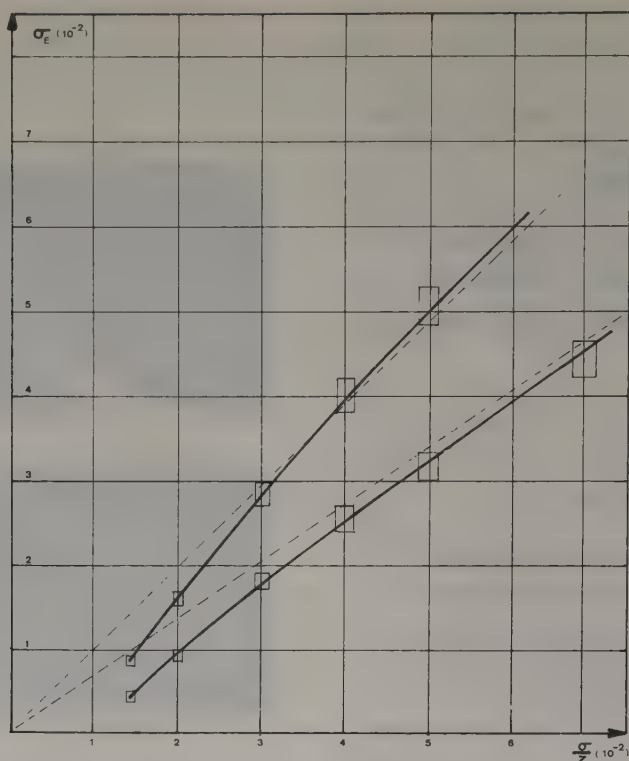


- Figure 40 -



- Figure 41 -

Relevé expérimental de la perte moyenne relative sur la mesure d'amplitude en présence de fluctuations aléatoires sur le déclenchement d'analyse



- Figure 42 -

Relevé expérimental de l'écart type relatif que la mesure d'amplitude en présence de fluctuations aléatoires sur le déclenchement d'analyse

sensiblement inférieurs aux calculs. Ceci s'explique par le fait que la bande passante des portes linéaires étant limitée, le signal subit une intégration supplémentaire. Le signal qui est alors pondéré présente une tangente à l'origine nulle. Cette conséquence atténue l'effet de la dispersion en temps pour les faibles valeurs de celle-ci.

5.5 - Etude du dispositif dans une chaîne de spectrométrie

Le dispositif a été associé à un ensemble détecteur semi-conducteur préamplificateur (détecteur RTC type préampli CEN.G type PAC 20).

La source de rayonnement était du Baryum 133 présentant plusieurs pics caractéristiques. Les mesures ont été faites sur le pic correspondant à une énergie de 356 keV.

Le spectre en énergie qui a été relevé grâce au dispositif est représenté sur la photographie de la figure 43.

Les résultats ont été comparés à ceux obtenus avec un filtrage linéaire constitué d'une intégration double (ampli CEA MAP 20). Ce filtre possède un facteur de performance η_{∞} égal à / 31 /.

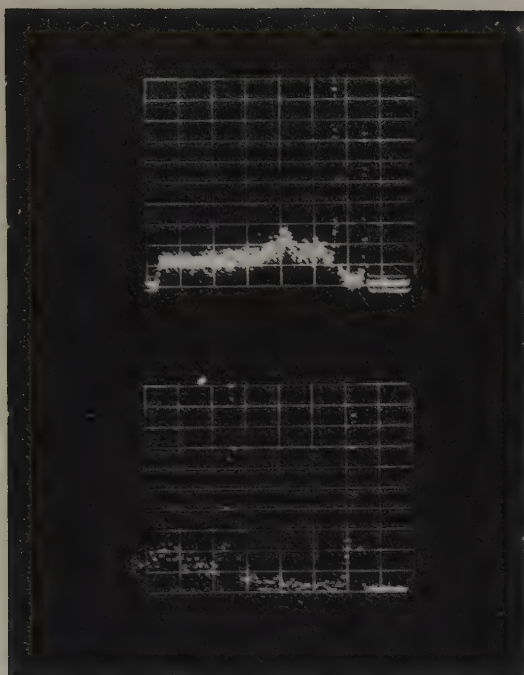


PHOTO A

SPECTRE ENERGETIQUE DU CO60

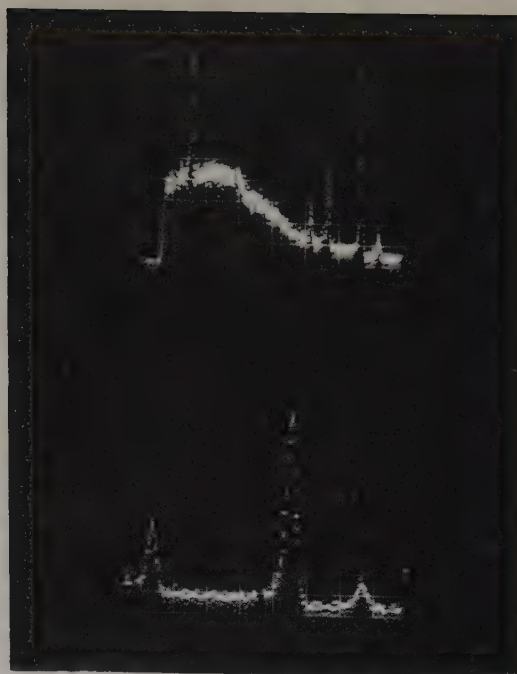


PHOTO B

SPECTRE ENERGETIQUE Ba133

- Figure 43 -

Les résultats obtenus sont les suivants :

Système : $4,6 \pm 0,1$ keV

Filtre MAP 20 : $4,8 \pm 0,1$ keV

Ceci nous permet de déduire qu'avec un rapport signal-bruit aussi grand le bruit parasite supplémentaire introduit par l'opérateur n'est plus du tout négligeable. Il apparaît donc comme fondamental de diminuer les bruits de commutation des portes et d'éviter les couplages parasites entre la voie "analogique" et la voie "logique".

CONCLUSION

La première partie de ce travail fait l'analyse des sources de fluctuations essentielles d'une chaîne de détection de rayonnement constituée d'un détecteur semi-conducteur et d'un préamplificateur de charge. L'énumération qui a été faite n'est pas exhaustive car nous avons omis de citer certaines sources de bruit fort peu connues tel le bruit anormal dans le domaine basse fréquence de certaines résistances de haute valeur et même le bruit dû au diélectrique de la capacité d'intégration / 45 /. En fait il apparaît expérimentalement que ce sont les sources étudiées qui sont prépondérantes. Cette étude montre la part importante que prend le transistor à effet de champ dans la densité spectrale énergétique du bruit à la sortie de la chaîne. On conçoit donc de ce fait que son choix sera très important pour déterminer les performances de l'ensemble. D'autre part nous avons vu que le refroidissement du transistor par un dispositif cryogénique avait pour conséquence de diminuer la contribution haute fréquence du bruit et d'augmenter la contribution basse fréquence. Malgré cela le refroidissement est une très bonne solution pour augmenter la résolution de la chaîne et l'utilisation de transistor à effet de champ germanium refroidi à la température de l'hélium liquide semble prometteuse.

Dans la seconde partie nous avons développé l'étude d'un procédé de traitement du signal présentant des performances avoisinant celles de dispositifs optimaux au sens du critère d'optimisation. Nous avons montré que ce dispositif pouvait présenter une structure assez simple tout en ayant un facteur de performance voisine de l'unité.

Les mesures effectuées sur le dispositif ont confirmé les calculs théoriques. L'expérience tentée sur une chaîne de spectrométrie assez performante montre un gain de résolution pratique inférieur au gain théorique calculé. Ceci est expliqué par la présence de bruit parasite de commutation de la logique et des portes linéaires. Ce bruit étant particulièrement mis en évidence par le faible niveau de bruit de la chaîne de spectrométrie.

Ce travail peut constituer un départ pour l'étude de dispositif de traitement du signal basée sur le principe décrit. Il conduit tout d'abord à une recherche technologique ayant pour objectif de diminuer les imperfections du dispositif expérimental en ce qui concerne les bruits de commutation. Une seconde étude théorique peut être entreprise sur le phénomène de

diminution du facteur de performance dû à l'imprécision sur l'information temporelle. Cette étude pourrait être menée avec des modèles plus élaborés que ceux que nous avons utilisés. D'autre part il faut constater que ce type d'appareil n'est vraiment homogène qu'utilisé en conjonction avec un dispositif de prise de temps lui-même optimal. L'étude d'un tel dispositif pourrait être la suite de notre étude.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - VAN DER ZIEL
Proceeding IRE vol. 50, 1808-1812, August 1962.
- 2 - SHOCKLEY
Proceeding IRE Vol. 40, p. 1365 (1952).
- 3 - VAN DER ZIEL
Fluctuation phenomena in semi conductors, London Butterworths.
- 4 - SHOCKLEY HALL READ
Physical Review Vol. 87, 835-842, Sept. 1952.
- 5 - BOREL, LACORRE
Communication au Colloque National du Groupe d'Etude du Traitement du Signal
Nice, 17-20 Avril 1967.
- 6 - SAH
Proceeding IEEE Vol. 52, 7, p. 795 (1964):
- 7 - LAURITZEN
Solid State Electronics, 8, n° 1, p. 41 (1965).
- 8 - BOREL
Onde Electrique n° 476, p. 1190 (1966).
- 9 - VAN DER ZIEL
Proceeding IEEE, Vol. 51, 3, p. 461.
- 10 - KLAASSEN
IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. ED 14, n° 7, July 1967.

- 11 - CONWELL
Proceeding IRE, vol. 40, p. 1327 (1952).
- 12 - ELAD
IEEE Transaction on Nuclear Science Vol. 14, n° 1, 283-287.
- 13 - ELAD
Nuclear Instruments and methods, vol. 54, p. 308 (1967).
- 14 - BOREL, LACORRE
Onde Electrique, 309-317, Mars 1969.
- 15 - SAU
Thèse à la Faculté des Sciences de Lyon "Contribution à l'étude du bruit de
génération-recombinaison dans un détecteur de rayonnement à barrière de surface".
- 16 - LECOMTE
Note CEA INT/EL 66-848/II
- 17 - PUGACHEV
Theory of Random functions. Pergamon Press.
- 18 - ZADEH RAGAZZINI
Proceeding IRE, p. 1223, Oct. 1952.
- 19 - BONNET G.
Cours de DEA Faculté des Sciences de Grenoble.
- 20 - MIKHLIN
Integral equations Pergamon Press.
- 21 - MIDDLETON P.
Introduction to Statistical Communication Theory.
- 22 - LACORRE J.
Communication au Séminaire du Groupe des Utilisateurs du Traitement du Signal.
Grenoble 16-17 Déc. 1968.
- 23 - KANDAHIA
AERE Report R 5019 Harwell.

- 24 - DE WIT-WOLF
Nuclear Instruments and Methods, vol. 61, 237-240 (1968).
- 25 - DEIGHTON
- 26 - BONNET G.
Annales des Télécommunications, vol. 19, n° 9-10, 203-220 (1964).
- 27 - PRICE
IRE Transaction on Information theory, vol. 4, n° 2, 69-72 (1958).
- 28 - LACORRE J.
Demande de Brevet d'Invention n° 4 861 P.
- 29 - LECOMPTE
Note CEA INT/EL 66-848/II.
- 30 - GILLESPIE
"Signal Noise and Resolution in Nuclear Amplifiers", Pergamon Press, 1953.
- 31 - MASAHIRO TSUKUDA
Nuclear Instruments and Methods, vol. 14, 241-251 (1961).
- 32 - LECOMTE
Note CEA INT.EL 66-848/II.
- 33 - SAH-NOYCE-SHOCKLEY
Proceeding IRE, vol. 45, 1228-1243, Sept. 1957.

- Bibliographie non citée dans le texte sur les transistors à effet de champ :

- 34 - RADEKA
Rapport BNL 6953 "Field Effect transistor".
- 35 - RADEKA
Rapport BNL 11783 "Field Effect transistor as a function of temperature and frequency".
- 36 - MARION
Thèse de 3ème Cycle, Paris.

- Sur le traitement du signal

- 37 - NYGAARD K.
"Optimal linear Filters for pulse Height measurement in the presence of noise"
Rap. AE 235
Aktiebolaget Atomenergi (Sweden).

- 38 - MERMOZ H.
"Quelques aspects techniques du filtre adapté".
Annales des Télécommunications, Tome 23, n° 1-2, 1968.

- 39 - TURIN G. L.
"An introduction to matched filters".
IRE Transaction on Information theory, Juin 1960, p. 311.

- 40 - RADEKA-KARLOVAC
"Least Square Error Amplitude Measurement of pulse Signals in the presence
of Noise"
Nuclear Instruments and Methods, vol. 52, 86-92 (1967).

- 41 - RADEKA
"Signal Processing for high Resolution pulse amplitude spectrometry"
Rapport BNL 11794.

- 42 - BLALOCK-NOWLIN
"Time variant Filters for generating bipolar pulses with signal to noise of
unipolar pulses in nuclear pulse amplifiers."
The review of Scientific Instruments, Vol. 40, n° 8, August 1969.

- 43 - RADEKA
"Time Variant Filters for high pulse Amplitude spectrometry".
Rapport BNL 11382.

- 44 - RADEKA
"Amplificateur Paramétrique utilisé en spectrométrie Nucléaire
IEEE Transaction on Nuclear Science, 1967.

- 45 - RADEKA
Colloque International sur l'Electronique Nucléaire, Versailles, Sept. 1968.

- 46 - DELCROIX
Cours sur les détecteurs nucléaires.
- 47 - ESCUDIE
Filtrage adapté aux signaux de spectrométrie nucléaire par convolution
Signal-Copie.
- 48 - LACORRE
Rapport LETI/NU 566.

Manuscrit reçu le 2 juin 1970

VU

Le Président du Jury

M. FALLOT

VU

et Permis d'Imprimer

Grenoble, le 2 décembre 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Grenoble

E. BONNIER

